

**PHOTOPOLARIMETRISCHE LASERMESSUNGEN  
ZUR WELLENLÄNGENABHÄNGIGKEIT DES  
LICHTSTREUVERHALTENS VON STAUBPARTIKELN  
AUS IRDISCHEN UND KOSMISCHEN MATERIALIEN**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften

der

Fakultät für Physik  
und Astronomie  
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Dipl.-Phys. RAINER T. KILLINGER  
aus Gelsenkirchen

BOCHUM 1987 <sup>8</sup>



PHOTOPOLARIMETRISCHE UNTERSUCHUNGEN  
ZUR WINKELABHÄNGIGKEIT DES  
LICHTSTREUVERMÖGENS VON STILPSPHÄREN  
AUS IRISCHEN UND NORWEGISCHEN NATURALIN



DISSERTATION  
ZUR ERLANGUNG DES GRADES EINES  
DOCTOR AUCTORITATIS  
VON  
DR. phil.  
FRIEDRICH ADOLF  
DIECKMANN  
VON  
D. phil.  
FRIEDRICH ADOLF  
DIECKMANN  
D. phil.  
FRIEDRICH ADOLF  
DIECKMANN  
D. phil.  
FRIEDRICH ADOLF  
DIECKMANN

Digitized by the Internet Archive  
in 2026

BRUNNEN 1907



**PHOTOPOLARIMETRISCHE LASERMESSUNGEN  
ZUR WELLENLÄNGENABHÄNGIGKEIT DES  
LICHTSTREUVERHALTENS VON STAUBPARTIKELN  
AUS IRDISCHEN UND KOSMISCHEN MATERIALIEN**

**DISSERTATION**

zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften

der

Fakultät für Physik  
und Astronomie  
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Dipl.-Phys. RAINER T. KILLINGER  
aus Gelsenkirchen

**BOCHUM 1987**

|                             |                        |
|-----------------------------|------------------------|
| Dissertation eingereicht am | 29. Oktober 1987       |
| Tag der mündlichen Prüfung  | 26. Januar 1988        |
| Referent                    | Prof. Dr. R. H. Giese  |
| Korreferent                 | Prof. Dr. W. Schlosser |

# I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

|                                                                                         | Seite |
|-----------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| 1. Einleitung und Aufgabenstellung                                                      | 5     |
| 2. Photometrische und photopolarimetrische Messungen an kleinen Körpern im Sonnensystem | 6     |
| 2.1. Messungen am Interplanetaren Staub                                                 | 7     |
| 2.2. Messungen an Kometen                                                               | 9     |
| 2.3. Messungen an Asteroiden                                                            | 12    |
| 3. Definition der verwendeten Größen                                                    |       |
| 3.1. Die Geometrie des Streuprozesses                                                   | 13    |
| 3.2. Die Intensität                                                                     | 14    |
| 3.3. Amplitudenstreu matrix und Stokesvektoren                                          | 15    |
| 3.4. Streu matrix, linearer Polarisationsgrad, Depolarisationsgrad                      | 17    |
| 3.5. Streufunktion und differentieller Streuquerschnitt                                 | 19    |
| 3.6. Farbindex und Farbverhältnis                                                       | 20    |
| 3.7. Der Brechungsindex                                                                 | 21    |
| 3.8. Die Albedo                                                                         | 22    |
| 4. Theoretische Methoden zur Bestimmung der Streufunktion                               |       |
| 4.1. Exakte Lösungen                                                                    | 24    |
| 4.2. Näherungslösungen                                                                  | 25    |
| 5. Experimentelle Methoden zur Bestimmung der Streufunktion                             |       |
| 5.1. Mikrowellen-Analogie-Technik                                                       | 29    |
| 5.2. Lichtstreuversuche                                                                 | 30    |
| 5.2.1. Lichtstreuung an Ensembles                                                       | 30    |
| 5.2.2. Lichtstreuung an Einzelteilchen                                                  | 31    |
| 5.2.2.1. Messungen an bewegten Teilchen                                                 | 31    |
| 5.2.2.2. Ausschwebung unter Verwendung des Strahlungsdrucks                             | 31    |
| 5.2.2.3. Ausschwebung im elektrostatischen Feld                                         | 32    |
| 5.2.2.4. Ausschwebung im Wechselfeld                                                    | 32    |

|        |                                                                                  |    |
|--------|----------------------------------------------------------------------------------|----|
| 6.     | Experimenteller Aufbau                                                           |    |
| 6.1.   | Auslegung des Experiments                                                        | 34 |
| 6.2.   | Experimentelle Realisierung                                                      | 35 |
| 6.2.1. | Lichtquelle                                                                      | 37 |
| 6.2.2. | Pockelszelle                                                                     | 38 |
| 6.2.3. | Streukammer                                                                      | 39 |
| 6.2.4. | Eichdiode                                                                        | 40 |
| 6.2.5. | Detektor                                                                         | 40 |
| 6.2.6. | Teilchen-Kontrolle                                                               | 41 |
| 6.2.7. | MeBelektronik                                                                    | 41 |
| 7.     | Verifizierung des Experiments                                                    |    |
| 7.1.   | Kalibrierung                                                                     | 45 |
| 7.1.1. | Der Laser                                                                        | 45 |
| 7.1.2. | Die Pockelszelle                                                                 | 45 |
| 7.1.3. | Der Polarisationsstrahlteiler                                                    | 46 |
| 7.1.4. | Die Detektoren                                                                   | 47 |
| 7.1.5. | Das Hintergrundsignal                                                            | 48 |
| 7.2.   | Eichung                                                                          | 48 |
| 7.3.   | Fehlerdiskussion                                                                 | 54 |
| 7.3.1. | Der Laser                                                                        | 54 |
| 7.3.2. | Die Pockelszelle                                                                 | 55 |
| 7.3.3. | Die Detektoren                                                                   | 55 |
| 7.3.4. | Tests zur Fehlenbetrachtung des gesamten Systems                                 | 56 |
| 7.3.5. | Fehler des Eichwertes                                                            | 57 |
| 7.3.6. | Fehler bei der Anpassung an andere Photomultiplierspannungen und Laserleistungen | 57 |
| 7.3.7. | Fehler der Elemente der Streumatrix                                              | 58 |
| 7.3.8. | Sonstige Fehler                                                                  | 58 |

|        |                                                                        |     |
|--------|------------------------------------------------------------------------|-----|
| 8.     | Meßergebnisse                                                          |     |
| 8.1.   | Auswahl der Streukörpermaterialien                                     | 60  |
| 8.2.   | Darstellungsarten                                                      | 62  |
| 8.2.1. | Formen der Darstellung der Meßwerte                                    | 62  |
| 8.2.2. | Beschreibung durch Henyey-Greenstein-Funktionen                        | 67  |
| 8.2.3. | Anpassen von Henyey-Greenstein-Funktionen an gemessene Streufunktionen | 69  |
| 8.3.   | Einfluß des Brechungsindex                                             | 72  |
| 8.3.1. | Terrestrische Materialien                                              | 72  |
| 8.3.2. | Extraterrestrische Proben                                              | 80  |
| 8.4.   | Oberflächeneffekte                                                     | 88  |
| 9.     | Anwendungen der Meßergebnisse auf kleine Körper im Sonnensystem        |     |
| 9.1.   | Vergleich mit photopolarimetrischen Messungen an Oberflächen           | 103 |
| 9.2.   | Einfluß auf Zodiakallichtmodelle                                       | 110 |
| 9.3.   | Anwendung auf Photopolarimetrische Messungen an Kometen                | 118 |
| 10.    | Ausblick                                                               | 130 |
| 11.    | Literatur                                                              | 132 |
| 12.    | Anhänge                                                                |     |
| I.     | Liste der Symbole                                                      | 155 |
| II.    | Formalismus zur Fehlerrechnung                                         | 159 |
| III.   | Streukörperkatalog                                                     | 162 |
| IV.    | Liste der Henyey-Greenstein-Koeffizienten                              | 177 |
| V.     | Auswahl des Eichverfahrens                                             | 180 |



## 1. Einleitung und Aufgabenstellung

Das Licht war seit den Anfängen der Astronomie die einzige Informationsquelle, aus denen diese Wissenschaft Hinweise auf die Natur der beobachteten Körper gewinnen konnte. Erst in unserem Jahrhundert ist der Mensch in der Lage, andere Himmelskörper selbst zu besuchen, oder an seiner Stelle Roboter hinauszuschicken, um vor Ort Informationen zu sammeln. Dies gilt aber nur für unser Sonnensystem, und auch hier lediglich für einen kleinen Teil. Zumeist verlagern die Raumsonden das Auge des Menschen nur näher an das interessierende Objekt heran. Insbesondere bei der Untersuchung der kleinen und kleinsten Körper im Sonnensystem ist man bis heute auf die elektromagnetische Strahlung als Informationsträger angewiesen.

Untersucht man den Staub im Sonnensystem, welcher optisch insbesondere in Form des Zodiakallichts und der Kometenschweife auftritt, so steht man vor dem Problem, aus den gemessenen optischen Eigenschaften auf die Natur der Staubteilchen schließen zu müssen. Hier setzt die Aufgabenstellung dieser Arbeit ein. Sie bestand darin, ein Experiment aufzubauen, welches die Messung des Lichtstreuerverhaltens von einzelnen Staubteilchen, sowohl irdischen als auch extraterrestrischen Ursprungs, bei mehreren Wellenlängen ermöglicht. Die so gewonnenen Daten sollten mittels eines selbst zu entwickelnden computergestützten Datenerfassungs- und Auswertungssystems derart aufbereitet werden, daß mit ihnen die optischen Eigenschaften (Albedo, Polarisationsgrad, Farbeffekte) der das Zodiakallicht oder die Kometenschweife erzeugenden Partikeln hinsichtlich ihrer Größe, ihres Materials und ihrer Oberflächenbeschaffenheit beschrieben werden können.

## 2. Photometrische und photopolarimetrische Messungen an kleinen Körpern im Sonnensystem

Betrachtet man die Methoden, mit denen die kleinen Körper im Sonnensystem (Interplanetarer Staub, Kometen und Asteroiden) untersucht werden, so beruhen diese im optischen Bereich vor allem auf der Photometrie, der Photopolarimetrie und der Spektroskopie. Bei der Photometrie wird die von einem oder mehreren dieser Körper zurückgestreute Sonnenstrahlung in Abhängigkeit vom Streuwinkel (Def. siehe Kap. 3) untersucht, wobei dies in einer Wellenlänge oder in einem Wellenlängenbereich durchgeführt werden kann. Bei dieser Methode vernachlässigt man aber einen Teil der im empfangenen Licht enthaltenen Information. Das Licht, welches von der Sonne kommt, ist unpolarisiert. Wenn es auf eine Oberfläche fällt, erfährt es dort eine Änderung seines Polarisationszustandes. Diese gibt Auskunft über die Beschaffenheit des streuenden Körpers im Hinblick auf seinen Brechungsindex und seine Oberflächenstruktur. Untersucht man das von optisch nicht aktiven Teilchen gestreute Licht in Abhängigkeit von der Wellenlänge, so kommt man zur Methode der Reflexionspektroskopie. Hier wird ausgenutzt, daß verschiedene Materialien das einfallende Licht unterschiedlich stark streuen.

Im folgenden wird versucht werden, einen Abriß des mittels photometrischer und photopolarimetrischer Verfahren gewonnenen derzeitigen Wissensstandes über den Interplanetaren Staub, die Kometen und, soweit es für diese Arbeit wichtig ist, die Asteroiden zu referieren, und so die Wichtigkeit des im weiteren beschriebenen Experiments für die Interpretation dieser Daten aufzuzeigen.

### 2.1. Messungen am Interplanetaren Staub

Auf das Vorhandensein von Staubteilchen im Raum zwischen den Planeten läßt sich von der Erde aus durch die Existenz des Zodiakallichts schließen, welches kurz vor Sonnenaufgang und kurz nach Sonnenuntergang aus äquatornahen Regionen beobachtet werden kann. Frühe wissenschaftliche Beobachtungen und Interpretationen wurden Ende des 17. und Anfang des 18. Jahrhunderts von dem italienischen Astronomen Cassini (1730) durchgeführt.

Das Vorhandensein der teilweisen Polarisisation des Zodiakallichts wurde 1874 von Wright entdeckt. Durch die Entwicklung von Meßmethoden, die eine quantitative Analyse zulassen (photographische und photoelektrische Methoden) war es in der Folgezeit möglich, die Helligkeits- und Polarisationsverteilung des Zodiakallichts an der Himmelskugel zu messen.

Etwa zur Mitte dieses Jahrhunderts wurden erste erdgebundene Beobachtungen durchgeführt (Behr und Siedentopf, 1952; Elsässer, 1958; Blackwell und Ingham, 1961). In der Folgezeit wurden die Meßgenauigkeit und die Winkelauflösung verbessert, was sich darin niederschlug, daß die verschiedenen Experimentatoren (Weinberg, 1964; Dumont 1965) sich ergänzende Ergebnisse erhielten. Eine sehr umfassende Durchmusterung des Zodiakallichts vom Erdboden aus wurde in den Jahren 1964-1973 von Teneriffa aus in einem schmalen Bereich des sichtbaren Lichtes (Wellenlänge: 502 nm) von Dumont und Sanchez (1976) durchgeführt und 1980 von Levasseur-Regourd und Dumont veröffentlicht. In Ergänzung hierzu wurden von Frey et al. Ballonexperimente und von Leinert et al. Höhenraketenexperimente durchgeführt, welche die störenden Einflüsse der Erdatmosphäre weitgehend ausschalteten und Messungen bei mehreren Wellenlängen ermöglichten (Frey et al. 1974: 350, 500, 710, 820 nm ; Leinert et al. 1974: 475.5, 591.5 nm).

In den Jahren 1972-1974 trugen Photometer (Wellenlängen im Blauen, im Roten und im Visuellen) und Einschlagexperimente auf den Raumsonden Pioneer 10/11 (Hanner et al., 1976; Weinberg et al., 1974) zur Erweiterung des Wissens über das Zodiakallicht und die es verursachenden Teilchen bei. So bestätigte sich, daß der Gegenschein ein Effekt des Zodiakal-



lichts selbst und nicht der Erde ist, da er auch in einer Entfernung von 1.8 AU von der Erde sichtbar ist (Hanner und Weinberg, 1973). Desweiteren stellte man fest, daß die Interplanetare Teilchenwolke jenseits von ca. 3 AU bereits sehr dünn sein muß, da ab diesem Sonnenabstand der Anteil des aus der sonnenabgewandten Hemisphäre kommenden Lichtes vernachlässigbar ist (Weinberg et al. 1973, 1974). Aus Messungen der an Bord befindlichen Einschlagdetektoren schlossen Humes et al. (1975) und Dohnanyi (1976, 1978), daß in untersuchten Bereich die räumliche Dichte des Interplanetaren Staubes außerhalb der Erdbahn mit zunehmendem Abstand von der Sonne in erster Näherung mit  $1/r$  abnimmt. Desweiteren zeigte sich kein signifikanter Anstieg der Teilchenwolke im Bereich des Asteroidengürtels.

Im Bereich des Sonnensystems, der innerhalb der Erdbahn liegt, wurde das Zodiakallight von den Raumsonden Helios 1/2 (Leinert et al., 1978) mittels dreier Photometer untersucht, welche in den Wellenlängen ( $U = 363 \text{ nm}$ ,  $B = 425 \text{ nm}$  und  $V = 529 \text{ nm}$ ) arbeiteten. Aus diesen Messungen bestimmten Leinert et al. 1980 die Lage der Symmetrieebene und schlossen ferner darauf, daß die räumliche Dichte des Interplanetaren Staubes hier in der Symmetrieebene mit zunehmendem Abstand von der Sonne in erster Näherung nach einem Potenzgesetz  $n \sim r^{-1.3}$  abnimmt (Leinert et al., 1981).

An Bord von Skylab wurden Untersuchungen des Zodiakallichts mit 10 schmalbandigen Filtern im Wellenlängenbereich zwischen 400 und 820 nm, auch im Hinblick auf die Polarisierung, durchgeführt (Sparrow et al. 1976).

Allein diese optischen Verfahren reichen aber nicht aus, die Natur der das Zodiakallight erzeugenden Teilchen zu entschlüsseln. Hinzu kamen, wie bereits oben für Pioneer 10/11 beschrieben, Teilchenflußkurven aus Einschlagexperimenten. Diese wurden auf Raumsonden wie Pegasus und Helios, auf einigen Gemini- und Apollo-Raum Schiffen und auf der Raumstation Skylab durchgeführt. Eine weitere Methode zur Bestimmung der Größenverteilung der interplanetaren Staubteilchen ist die Untersuchung von Mondgestein auf Mikrokrater (Fechtig

1976, Morrison und Zinner, 1977). Mittels dieser Ergebnisse konnte die Größe der Teilchen, die hauptsächlich zum Zodiakallicht beitragen, auf den Größenbereich zwischen 10 und 100  $\mu\text{m}$  festgelegt werden (Giese und Grün, 1976; Röser und Staude, 1978). Desweiteren wurde aus den Flußkurven für die Mikrometeorite in Verbindung mit den Ergebnissen von optischen Beobachtungen und Mikrowellenstreuversuchen bereits 1978 von Giese et al. gefolgert, daß absorbierende Teilchen loser Struktur eine wichtige Komponente der interplanetaren Staubwolke darstellen. Die Existenz solcher Agglomerate (Brownlee Teilchen) beweisen Auffangexperimente in der Hochatmosphäre (Hemenway und Sobermann, 1962; Brownlee et al., 1976a, 1976b, 1977, 1978, 1979), bei denen aus dem Sonnensystem in die Erdatmosphäre eindringende Teilchen mittels eines U2-Flugzeugs in Höhen von etwa 20 km eingesammelt wurden.

## 2.2. Messungen an Kometen

Seit den erfolgreichen Untersuchungen am Kometen Halley im Jahre 1986 mit den Raumsonden SAKIGAKE und SUISEI aus Japan, den Venus-Halley-Sonden VEGA 1/2 aus der UdSSR und insbesondere der GIOTTO-Sonde der ESA liegt neues interessantes Datenmaterial über den Staub und den Kern dieses Kometen vor (Nature Supplement, 1986). Durch die an Bord von VEGA 1/2 (Sagdeev et al., 1986a) und GIOTTO (Keller et al., 1986) befindlichen Kameras konnte zum ersten Mal bewiesen werden, daß Kometenkerne als feste Körper existieren, wie es von Whipple (1950, 1951) und Biermann und Michel (1978) postuliert wurde. Anhand dieser Aufnahmen stellte man fest, daß nur ca. 10% der sehr dunklen Oberfläche (geometrische. Albedo  $A_p = 0.02-0.04$ , Def. Kap. 3) aktiv sind. Insbesondere wichtig für die Untersuchung des Kometenstaubes war im Optischen das auf GIOTTO befindliche HOPE-Experiment, ein Photopolarimeter, welches unter einem festen Streuwinkel ( $\theta \approx 107^\circ$ ) den Staub bei den Wellenlängen 442.3 nm, 577.1 nm und 717.5 nm untersuchte (Levasseur-Regourd et al., 1986). Aufschlüsse über die Staubflußdichte (Teilchen pro Größenintervall und pro Flächeneinheit) erhielt man aus den

Messungen der Einschlagexperimente für den Massenbereich zwischen  $10^{-8}$  und  $10^{-20}$  kg (McDonnell et al. 1986a, 1986b; Mazets et al. 1986). Aus diesen Messungen ergab sich, daß zwar der Anteil der kleinen Teilchen ( $m < 10^{-19}$  kg) deutlich höher war als erwartet, daß aber der Hauptbeitrag zum gestreuten Licht, wenn man eine mittlere Dichte des Staubes von  $200 \text{ kg/m}^3$  annimmt, von Teilchen mit Durchmessern zwischen  $0.5$  und  $50 \text{ }\mu\text{m}$  erzeugt wird. Der 'chemische' Aufbau der Staubeilchen wurde mittels Laufzeitspektrometern untersucht. Die Ergebnisse von PIA auf GIOTTO (Kissel et al., 1986a) und PUMA auf VEGA 1/2 (Kissel et al., 1986b) zeigten, daß der Kometenstaub sowohl aus leichten Elementen (H, C, N, O) und als auch aus silikatischem Material besteht.

Aber nicht nur die oben erwähnten Raumsonden lieferten Informationen über den Kometenkern und den Staub in der Koma. Auch die Beobachtungen von der Erdoberfläche und aus dem Erdborbit trugen durch immer verfeinerte Techniken zur Vermehrung des Wissens über diese Mitglieder des Sonnensystems bei.

So war es möglich, die Spektren von Kometen zu Zeiten geringer Aktivität im Wellenlängenbereich zwischen ca.  $400 \text{ nm}$  und  $1000 \text{ nm}$  aufzunehmen (Degewij und Tedesco, 1982) und diese mit denen von Asteroiden zu vergleichen. Erste Polarisationsmessungen an einem Kometenschweif wurden von Weinberg und Beeson (1976) am Kometen Ikeya-Seki (1965 VIII) im Wellenlängenbereich zwischen  $435$  und  $675 \text{ nm}$  vorgenommen. Diese Messungen ergaben für Streuwinkel  $\theta > 128^\circ$  einen negativen Polarisationsgrad und ließen auf leicht absorbierende Teilchen schließen. Weitere photopolarimetrische Messungen an Kometen im Bereich der Staubbkoma wurden 1981 von Kiselev und Chernova für die Kometen Chernykh (19771), Ashbrook-Jackson (1977g) und Meier (1978f) für das astronomische Standardfarbsystem UBV publiziert, die daraus auf dielektrische Teilchen größer als  $1 \text{ }\mu\text{m}$  schlossen. Messungen an den Kometen Austin (1982g) und Churyumov-Gerasimenko (1982f) von Myers und Nordsiek (1984) veranlaßten die Autoren, dunkle Teilchen mit einer Albedo kleiner als  $0.08$  anzunehmen.

Ergänzt wurden diese Arbeiten, die hauptsächlich im Bereich des sichtbaren Lichtes vorgenommen wurden, durch Messungen im Infraroten. Diese sind zum einen auf der Erde von hohen Bergen aus möglich (z.B. Hawaii, Mauna Kea), zum anderen wurden große Fortschritte mit dem erdumkreisenden IR-Teleskop IRAS gemacht. Erdgebundene Messungen am Kometen West (1975n), die von Ohishi et al. (1978a,b) vorgenommen wurden, zeigten eine Streuwinkelabhängigkeit der Polarisation ( $\lambda = 1.0, 1.25, 1.65$  und  $2.25 \mu\text{m}$ ), welche bei einem Streuwinkel von ca.  $90^\circ$  einen Wert von über 30% erreichte. Aus diesen Messungen konstruierten sie ein Staubmodell, welches auf Graphit/Eisen und silikatischen Teilchen im Größenbereich zwischen  $0.08$  und  $32 \mu\text{m}$  beruht. Messungen bei den Wellenlängen  $1.25, 1.65$  und  $2.25 \mu\text{m}$  am Kometen Crommlin veranlaßten Hanner et al. (1985b), eine Albedo von ca.  $0.02$  bei diesen Wellenlängen anzunehmen. Messungen am Kometen Halley bezüglich Farbe und Polarisation im Infraroten wurden von Brooke et al. 1986 durchgeführt.

Zusammenfassend kann man nach dem heutigen Stand des Wissens schließen, daß die Teilchen, die den Hauptbeitrag zum optischen Verhalten des Kometenstaubes liefern, Durchmesser zwischen  $0.5 \mu\text{m}$  und  $100 \mu\text{m}$  haben, aus sehr lose aufgebautem Material bestehen (Dichte  $\leq 200 \text{ kg/m}^3$ ) und leicht absorbierend sein müssen.

### 2.3. Messungen an Asteroiden

Eine wichtige Informationsquelle über Staub des interplanetaren Raumes und der Kometen stellen photopolarimetrische Messungen an Asteroiden dar. Zum einen hat man starke Hinweise, daß der Asteroidengürtel eine Quelle des interplanetaren Staubes ist, zum anderen nimmt man an, daß einige der bekannten Asteroiden (z.B. 944 Hidalgo) inaktive Reste von Kometen sind (Marsden, 1971, Degewij und Tedesco, 1982, Hartmann et al., 1987). Bei der Untersuchung des Spektral- und/oder Polarisationsverhaltens von Asteroiden hat man den Vorteil, daß die Bahnen sehr genau bekannt sind. Somit kann man denselben Asteroiden über längere Zeiträume und unter verschiedenen Streuwinkeln untersuchen. Zum anderen sind die Helligkeiten für die Spektroskopie mit schmalbandigen Filtern hinreichend groß. Polarimetrische Untersuchungen hierzu wurden von Dollfus (1971, 1975) im Hinblick auf die Oberflächenbeschaffenheit (Korngrößenbestimmung) im Vergleich mit Planeten- und Mondoberflächen (Merkur, Mars, Erdmond, Jupitermonde) durchgeführt. Die Wellenlängenabhängigkeit des zurückgestreuten Lichtes wurde für Asteroiden unter anderem in Arbeiten von Chapman et al. (1975) und McFadden et al. (1984) und für z.B. den Mond von Johnson et al. (1973) untersucht. Vergleiche mit dem spektralen Verhalten von meteoritischem Gestein sind in Arbeiten von Chapman und Salisbury (1973), Egan et al. (1973), Gradie und Veverka (1982, 1986) und Wagner et al. (1987) enthalten. Diese Messungen wurden zum Teil für verschiedene Korngrößen durchgeführt. Auf vergleichende Betrachtungen mit Ergebnissen dieser Arbeit wird in Kapitel 9 eingegangen werden.

### 3. Definition der verwendeten Größen

#### 3.1. Die Geometrie des Streuprozesses

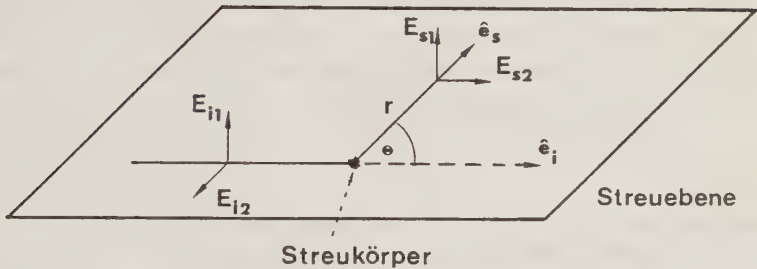


Abb.3.1. Die Geometrie des Streuprozesses.

Abbildung 3.1 zeigt eine einfache Darstellung der Geometrie des Streuprozesses. Hierbei sind:

- Streuebene: Ebene aufgespannt durch die Ausbreitungsrichtung der einfallenden Welle  $\hat{e}_i$  (Index i - incident) und der gestreuten Welle  $\hat{e}_s$  (Index s - scattered).
- $E_1$ : Elektrischer Feldvektor senkrecht zur Streuebene
- $E_2$ : Elektrischer Feldvektor parallel zur Streuebene
- Streuwinkel  $\theta$ : Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung der einfallenden  $\hat{e}_i$  der gestreuten Welle  $\hat{e}_s$ .  
 $\theta = 0^\circ$ : Vorwärtsstreuung  
 $\theta = 180^\circ$ : Rückwärtsstreuung
- $r$ : Abstand des Empfängers vom Streuzentrum

### 3.2. Die Intensität

Der Energietransport einer elektromagnetischen Welle ist durch den Poyntingvektor  $S$  gegeben. (Kerker, 1969, Kap. 2.2; Bohren & Huffman, 1983, Kap. 2.5)

$$S = E \times H \quad (3.1)$$

Der Betrag des Poyntingvektors, die Bestrahlungsstärke, ist die Strahlungsenergie pro Zeit und Fläche, deren Flächen-normale senkrecht auf  $E$  und  $H$  steht.

$$I = |S| = |E \times H| = \left[ \frac{\epsilon}{\mu} \right]^{\frac{1}{2}} E \cdot E^* \quad (3.2)$$

Hierbei ist  $(\mu/\epsilon)^{\frac{1}{2}}$  der Wellenwiderstand  $Z_0$  für ein nichtleitendes Medium (Kerker, 1969, S.12f).

Im internationalen Maßsystem (SI) ist Einheit der Bestrahlungsstärke (Intensität):

$$[I] = W/m^2 \quad (\text{Kamke und Krämer, 1977})$$

Trifft eine ebene elektromagnetische Welle der Wellenlänge  $\lambda$  auf ein Streuzentrum (z.B. ein Staubteilchen), so wird ein Teil der Welle absorbiert, ein anderer gestreut. Der gestreute Anteil ( $E_s, H_s$ ) pflanzt sich nach dem Huygenschen Prinzip in einer Kugelwelle fort. Er superponiert im Medium um das Teilchen mit der einfallenden Welle ( $E_i, H_i$ ). Diese kann als ebene Welle durch

$$E_i = E_0 e^{(ik \cdot x - i\omega t)}, \quad H_i = H_0 e^{(ik \cdot x - i\omega t)} \quad (3.3)$$

beschrieben werden. Hierbei ist  $k$  der Wellenvektor des umgebenden Mediums,  $x$  der Ortsvektor des Beobachters und  $\omega$  die Kreisfrequenz der Welle ( $\omega = 2\pi c/\lambda$ ).

Das Feld im Vakuum muß die Maxwell'schen Gleichungen erfüllen:

$$\text{div } E = 0 \quad (3.4)$$

$$\text{div } H = 0 \quad (3.5)$$

$$\text{rot } E = i\omega\mu H \quad (3.6)$$

$$\text{rot } H = -i\omega\epsilon E \quad (3.7)$$

Nach Anwendung der Rotation auf (3.6) und (3.7) und einer Vektoridentität erhält man die Wellengleichungen:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad , \quad \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (3.8)$$

hierbei ist  $k^2 = \omega^2 \epsilon \mu$  und  $\nabla^2 \mathbf{E} = \text{grad}(\text{div } \mathbf{E})$

### 3.3. Amplitudenstreuematrix und Stokesvektoren

Zur weiteren Betrachtung ist es sinnvoll, die einfallende Welle in je eine Komponente  $\mathbf{E}_\perp$  senkrecht und  $\mathbf{E}_\parallel$  parallel zur Streuebene zu zerlegen und die elektromagnetische Strahlung als linear polarisiert zu betrachten. Hiermit ergibt sich die einfallende Welle  $\mathbf{E}_i$  zu:

$$\mathbf{E}_i = (\mathbf{E}_{\parallel 0} \hat{\mathbf{e}}_{\parallel i} + \mathbf{E}_{\perp 0} \hat{\mathbf{e}}_{\perp i}) \exp(ikz - i\omega t) \quad (3.9)$$

mit  $k = 2\pi m_2 / \lambda$  als Wellenzahl für das Medium ( $\lambda$  Wellenlänge,  $m_2$  Brechungsindex für das Medium (siehe 3.7.)).

$\hat{\mathbf{e}}_{\parallel i}$  und  $\hat{\mathbf{e}}_{\perp i}$  sind die orthonormalen Basisvektoren, für die gilt:

$$\hat{\mathbf{e}}_{\parallel i} = \sin\phi \hat{\mathbf{e}}_x - \cos\phi \hat{\mathbf{e}}_y ; \quad \hat{\mathbf{e}}_{\perp i} = \cos\phi \hat{\mathbf{e}}_x + \sin\phi \hat{\mathbf{e}}_y \quad (3.10)$$

Nach der Rechte-Hand-Regel gilt:

$$\hat{\mathbf{e}}_{\perp i} \times \hat{\mathbf{e}}_{\parallel i} = \hat{\mathbf{e}}_z \quad (3.11)$$

Es ergibt sich:

$$\hat{\mathbf{e}}_{\perp i} = -\hat{\mathbf{e}}_\phi , \quad \hat{\mathbf{e}}_{\parallel i} = \sin\theta \hat{\mathbf{e}}_r + \cos\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta \quad (3.12)$$

Hierbei sind  $\hat{\mathbf{e}}_r$ ,  $\hat{\mathbf{e}}_\theta$ ,  $\hat{\mathbf{e}}_\phi$  die orthonormalen Basisvektoren eines sphärischen Polarkoordinatensystems ( $r$ ,  $\theta$ ,  $\phi$ ). Mit den x- und y-Komponenten des einfallenden Lichtes ( $E_{xi}$  und  $E_{yi}$ ) erhält man:

$$E_{\parallel i} = \cos\phi E_{xi} + \sin\phi E_{yi} \quad (3.13)$$

$$E_{\perp i} = \sin\phi E_{xi} - \cos\phi E_{yi} \quad (3.14)$$

In einer hinreichend großen Entfernung vom Ursprung ( $kr \gg 1$ ), im Fernfeld, ist das gestreute elektrische Feld nahezu transversal ( $\hat{e}_r \cdot E_s \approx 0$ ) und hat die asymptotische Form:

$$E_s \sim \frac{e^{ikr}}{-ikr} E, \quad kr \gg 1 \quad (3.15)$$

Somit kann das gestreute Feld im Fernfeld beschrieben werden zu:

$$E_s = E_{\parallel s} \hat{e}_{\parallel s} + E_{\perp s} \hat{e}_{\perp s}, \quad \text{mit } \hat{e}_{\parallel s} = \hat{e}_\theta, \quad \hat{e}_{\perp s} = -\hat{e}_\phi, \quad \hat{e}_{\perp s} \times \hat{e}_{\parallel s} = \hat{e}_r.$$

Hierbei stehen die Basisvektoren  $\hat{e}_{\parallel i}$  parallel bzw.  $\hat{e}_{\perp i}$  senkrecht zur Streuebene. Danach kann die Beziehung zwischen einfallender und gestreuter Welle in der allgemein gebräuchlichen Matrixform geschrieben werden.

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{bmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \begin{bmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

Hierbei sind die  $S_j$  - Elemente die Amplituden-Streumatrix. Sie hängen im allgemeinen vom Streuwinkel  $\theta$  und vom Azimutwinkel  $\phi$  ab. (Bohren und Huffman, 1983, Kap.3)

Kennt man die Feldvektoren der elektromagnetischen Welle bezüglich Real- und Imaginärteil (Betrag und Phase), kann man die Elemente der Amplituden-Streumatrix (Jones-Matrix) exakt bestimmen. Experimente hierzu wurden an Mikrowellen-Analogie-Streuanlagen durchgeführt (Greenberg et al., 1961).

Eine sehr gebräuchliche Beschreibung für elektromagnetische Strahlung ist die Vektordarstellung nach Stokes. Die Stokesvektoren berechnen sich aus den elektrischen Feldvektoren zu:

$$\begin{aligned} I_s &= Z_0^{-1} \cdot (E_{\parallel s} E_{\parallel s}^* + E_{\perp s} E_{\perp s}^*) \\ Q_s &= Z_0^{-1} \cdot (E_{\parallel s} E_{\parallel s}^* - E_{\perp s} E_{\perp s}^*) \\ U_s &= Z_0^{-1} \cdot (E_{\parallel s} E_{\perp s}^* + E_{\perp s} E_{\parallel s}^*) \\ V_s &= Z_0^{-1} \cdot i(E_{\parallel s} E_{\perp s}^* - E_{\perp s} E_{\parallel s}^*) \end{aligned} \quad (3.17)$$

Hierbei ist  $I$  die gesamte gestreute Intensität,  $Q$  die Differenz zwischen den parallel und den senkrecht zur Streuebenen polarisierten Intensitäten.  $U$  ist der hierzu  $45^\circ$  polarisierte und  $V$  der zirkular polarisierte Anteil.

In dieser Arbeit wird eine andere Darstellung der Stokesvektoren ( $I_{\parallel}$ ,  $I_{\perp}$ ,  $U$ ,  $V$ ), wie sie von van de Hulst (1981) und Bohren & Huffman (1983) aufgestellt wurde, benutzt.

$$\begin{aligned}
 I_{\parallel} &= I_2 = Z_0^{-1} \cdot (E_{\parallel} E_{\parallel}^*) \\
 I_{\perp} &= I_1 = Z_0^{-1} \cdot (E_{\perp} E_{\perp}^*) \\
 U &= Z_0^{-1} \cdot (E_{\parallel} E_{\perp}^* + E_{\perp} E_{\parallel}^*) \\
 V &= Z_0^{-1} \cdot i(E_{\parallel} E_{\perp}^* - E_{\perp} E_{\parallel}^*)
 \end{aligned} \quad (3.18)$$

### 3.4. Streumatrix, Streufunktion, linearer Polarisationsgrad und Depolarisationsgrad

In dieser Darstellung der polarisierten elektromagnetischen Welle erhält man die gestreute aus der einfallenden Strahlung nach der folgenden Beziehung:

$$\begin{bmatrix} I_s \\ I_{s\parallel} \\ I_{s\perp} \\ U_s \\ V_s \end{bmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{bmatrix} Q_{11} & Q_{12} & Q_{13} & Q_{14} \\ Q_{21} & Q_{22} & Q_{23} & Q_{24} \\ Q_{31} & Q_{32} & Q_{33} & Q_{34} \\ Q_{41} & Q_{42} & Q_{43} & Q_{44} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} I_i \\ I_{i\parallel} \\ I_{i\perp} \\ U_i \\ V_i \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

Durch diese 4x4 Matrix läßt sich, für den Fall hinreichend kleiner Feldstärken, jedes optische Element beschreiben, das die Eigenschaften des Lichtes verändert (s. Shurcliff, 1966; Bohren und Huffman, 1983, S. 406 ff; Hovenier et al., 1986). Die Elemente der obigen Streu- oder Müllermatrix lassen sich aus der Jones-Matrix berechnen (Bohren und Huffman, 1983, S.65 ff, 382 ff). Bei dem für diese Arbeit entwickelten Experiment wird lediglich Licht in den Polarisationsrichtungen  $I_{\parallel}$  und  $I_{\perp}$  eingestrahlt. Dies reduziert die zu berücksichtigenden Elemente der Müllermatrix auf die ersten beiden Spalten. Weiterhin wird auch nur in

diesen beiden Polarisationsrichtungen gemessen, somit erhält man folgende Beziehung:

$$\begin{bmatrix} I_{S\parallel} \\ I_{S\perp} \\ U_{S\perp} \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{bmatrix} Q_{11} & Q_{12} & Q_{13} & Q_{14} \\ Q_{21} & Q_{22} & Q_{23} & Q_{24} \\ Q_{31} & Q_{32} & Q_{33} & Q_{34} \\ Q_{41} & Q_{42} & Q_{43} & Q_{44} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} I_{i\parallel} \\ I_{i\perp} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden nur die fett gedruckten Elemente berücksichtigt.

Die Elemente  $Q_{12}$  und  $Q_{21}$  geben die Depolarisierung  $D$  des einfallenden Lichtes am Teilchen wieder. Der Depolarisationsgrad  $D$  ist definiert zu:

$$D = \frac{Q_{12} + Q_{21}}{i} \quad (3.21)$$

$$\text{mit } i = Q_{12} + Q_{12} + Q_{21} + Q_{22}$$

Die Matrixelemente  $Q_{12}$  und  $Q_{21}$  bezeichnet man als die Kreuzpolarisation.

Eine Erklärung hierfür geben Pollack und Cuzzi in zwei Arbeiten (1979, 1980). Für kugelförmige Teilchen verschwinden diese Elemente (Mie-Theorie s.u.).

Damit ist die totale gestreute Intensität:

$$\begin{aligned} I_S &= I_{S\perp} + I_{S\parallel} = I_{S1} + I_{S2} \\ &= (k^2 r^2)^{-1} (Q_{11} I_{i\parallel} + Q_{21} I_{i\parallel} + Q_{12} I_{i\perp} + Q_{22} I_{i\perp}) \\ &= (k^2 r^2)^{-1} (Q_{11} I_{i2} + Q_{21} I_{i2} + Q_{12} I_{i1} + Q_{22} I_{i1}) \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\text{Hierbei ist: } I_{S\parallel} = I_{S2} \quad \text{und} \quad I_{S\perp} = I_{S1}.$$

Die Polarisation ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} P &= \frac{I_{S\perp} - I_{S\parallel}}{I_{S\perp} + I_{S\parallel}} = \frac{I_{S1} - I_{S2}}{I_{S1} + I_{S2}} \\ &= \frac{Q_{22} I_{i\perp} + Q_{12} I_{i\perp} - Q_{21} I_{i\parallel} - Q_{11} I_{i\parallel}}{I_S} \end{aligned} \quad (3.23)$$

### 3.5. Streuungsfunktion und differentieller Streuquerschnitt

Die oben beschriebenen Intensitäten sind Funktionen des Abstandes  $r$  des Detektors vom Streuzentrum, vom Streuwinkel  $\theta$  und des Brechungsindex (s. 7.) des Teilchens  $m$ . Hieraus läßt sich die dimensionslose Streufunktion  $i(\theta, m)$  herleiten (van de Hulst, 1981):

$$I_{S\parallel}(\theta, r) = i_{\parallel}(\theta, m) \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} I_{i\parallel}$$

$$I_{S\perp}(\theta, r) = i_{\perp}(\theta, m) \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} I_{i\perp}$$
(3.24)

Für die Streufunktion gilt analog zu (3.22) und (3.23):

$$i_S = i_{S\perp} + i_{S\parallel}$$

$$= Q_{22} i_{i\perp} + Q_{12} i_{i\perp} + Q_{21} i_{i\parallel} + Q_{11} i_{i\parallel}$$
(3.25)

und

$$p = \frac{i_{S\perp} - i_{S\parallel}}{i_{S\perp} + i_{S\parallel}}$$

$$= \frac{Q_{22} i_{i\perp} + Q_{12} i_{i\perp} - Q_{21} i_{i\parallel} - Q_{11} i_{i\parallel}}{i_S}$$
(3.26)

Aus der dimensionslosen Streufunktion erhält man den differentiellen Streuquerschnitt  $\sigma(\theta)$ , welcher die Streueffektivität eines Teilchens mal Flächeneinheit und pro Raumwinkel ( $\text{m}^2 \text{sr}^{-1}$ ) angibt für natürliches Licht zu:

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} i$$
(3.27)

Der differentielle Streuquerschnitt ist insbesondere bei der Definition von Farbindex und Farbverhältnis, welche im nächsten Absatz beschrieben werden, von großer Wichtigkeit.

### 3.6. Farbindex und Farbverhältnis

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen bei vier Wellenlängen ( $\lambda_B = 476.2 \text{ nm}$ ,  $\lambda_G = 520.8 \text{ nm}$ ,  $\lambda_Y = 568.2 \text{ nm}$ ,  $\lambda_R = 647.1 \text{ nm}$ ) durchgeführt. Die zugehörigen Streufunktionen werden wie folgt benannt:

| Streufunktion               | Helligkeit |
|-----------------------------|------------|
| $i(476.2 \text{ nm}) = i_B$ | B          |
| $i(520.8 \text{ nm}) = i_G$ | G          |
| $i(568.2 \text{ nm}) = i_Y$ | Y          |
| $i(647.1 \text{ nm}) = i_R$ | R          |

Der Farbindex CI eines Sterns ist definiert zu (Landolt-Börnstein VI-2b, S. 37, 1982):

$$CI = m(\bar{\lambda}_1) - m(\bar{\lambda}_2) = -2.5 \log (I(\bar{\lambda}_1)/I(\bar{\lambda}_2)) + K \quad (3.28)$$

$$\text{mit } \bar{\lambda}_1 < \bar{\lambda}_2$$

$m(\lambda)$  ist die scheinbare Helligkeit des Sterns. Der Faktor K ist so festgelegt, daß für einen Stern der Spektralklasse A0 im Helligkeitsintervall  $5^m.5 \leq m \leq 6^m.5$  gilt:  $CI = 0$ .

Die an traditionelle astronomische Begriffe ("magnitudines", Standardstern Wega, etc.) gebundenen Größen "Farbindex" bzw. "Farbexzeß" werden im folgenden gelegentlich zum Vergleich mit Daten aus der astronomischen Literatur herangezogen. Im übrigen erweisen sich jedoch klare physikalisch allgemein gebräuchliche Begriffe als nützlicher, insbesondere auch im Hinblick auf praktische Anwendungsgebiete für diese Arbeit. Daher werden im folgenden Farbverhältnisse C definiert, wie sie auch bei der Darstellung der HELIOS-Photopolarimetermessungen von Leinert et al. 1981 benutzt wurden.

Hierbei wird das Verhältnis der gestreuten Intensitäten bei unterschiedlichen Wellenlängen gebildet.

$$C(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{I_{ZL}(\lambda_1)/I_{\odot}(\lambda_1)}{I_{ZL}(\lambda_2)/I_{\odot}(\lambda_2)} \quad (3.29)$$

$$\text{mit } \lambda_1 < \lambda_2$$

$I_{ZL}$  ist die Intensität des Zodiakallichts und  $I_{\odot}$  die der Sonne.

Analog gilt für die differentiellen Streuquerschnitte:

$$I(568 \text{ nm}) / I(476 \text{ nm}) =: \sigma_Y / \sigma_B =: Y/B \quad (3.30)$$

Hierbei ist sicherzustellen, daß die einfallende Intensität bei allen Wellenlängen gleich ist.

Der zugehörige "Farbindex" bei gleicher eingestrahelter Intensität bei allen Wellenlängen berechnet sich hieraus zu:

$$(B-Y) = 2.5 \cdot \log(Y/B) \quad (3.31)$$

### 3.7. Der Brechungsindex

Der Brechungsindex  $m$  ist die Größe, die die Materialeigenschaften beschreibt. Er leitet sich aus den Wellengleichungen der Elektromagnetischen Strahlung her (siehe z.B. Kerker, 1969, Bohren und Huffman, 1983). Er ist definiert zu:

$$m = \frac{k}{k_0} = m' - im'' = \left[ \epsilon_r \mu_r - \frac{i\mu_r \sigma}{\epsilon \omega} \right]^{1/2} \quad (3.32)$$

mit:  $k_0$  → Wellenzahl im Vakuum,  
 $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$  → relative Dielektrizitätskonstante  
 $\mu_r = \mu/\mu_0$  → relative Permeabilität  
 (Induktionskonstante) (für die hier behandelten Materialien mit Ausnahme des Magnetit ist  $\mu_r = 1$ )  
 $\sigma$  → Leitfähigkeit (nur in diesem Kapitel)

Für dielektrische Materialien ( $\sigma = 0$ ) fällt der zweite Term in der Klammer weg, und man erhält einen reellen Brechungsindex. Für leitende (absorbierende) Materialien ( $\sigma \neq 0$ ) ist der Brechungsindex komplex.

### 3.8. Die Albedo

Die Albedo  $A$  wird als das Verhältnis der in alle Richtungen gestreuten zur gesamten eingestrahnten Energie definiert.

(van de Hulst, 1981)

$$A = \frac{I_i C_{sca}}{I_i C_{ext}} = \frac{Q_{sca}}{Q_{ext}} \quad (3.33)$$

Hierbei sind  $C_{sca}$  der Streuquerschnitt,  $C_{ext}$  der Extinktionsquerschnitt:

$$C_{sca} = W_{sca}/I_i \quad \text{und} \quad C_{ext} = W_{ext}/I_i \quad (3.34)$$

$I_i$  ist die eingestrahnte Energie,  $W_{sca}$  und  $W_{ext}$  ist die an einer Fläche  $G$  gestreute bzw. ausgelöschte (extincted) Energie, und  $Q_{sca}$  und  $Q_{ext}$  ist der Streu- bzw. Extinktionswirkungsgrad. Die Wirkungsfaktoren (efficiencies) sind definiert zu:

$Q_{sca} = C_{sca}/G$ ;  $Q_{ext} = C_{ext}/G$ , wobei  $G$  der geometrische Querschnitt eines Teilchens ist, der auf eine Ebene senkrecht zum einfallenden Strahl projiziert wurde.

Eine weitere, mehr spezielle Definition ist die geometrische Albedo (Hanner et al. 1981). Sie ist definiert als das Verhältnis des Anteils der Strahlung, die ein Teilchen unter einem Streuwinkel  $\Theta = 180^\circ$  streut, zu dem, den eine weiße Fläche gleichen geometrischen Querschnitts  $G$  streut. Dabei verhalte sich die weiße Fläche gemäß dem Lambertschen Gesetz ( $\sigma_r(180^\circ) = G/\pi$ ).  $\sigma$  ist der differentielle Streuquerschnitt.

$$A_p = \frac{\pi}{G} \sigma(\Theta = 180^\circ) \quad (3.35a)$$

Eine verallgemeinerte geometrische Albedo (auch für Streuwinkel  $\Theta \neq 180^\circ$ ) läßt sich hieraus gemäß Hanner et al. (1981) definieren:

$$A_p(\Theta) = \frac{\pi}{G} \sigma(\Theta) \quad (3.35b)$$

Aus der in dieser Arbeit benutzten dimensionslosen Streufunktion nach van de Hulst läßt sie sich folgendermaßen berechnen.

Für natürliches Licht beträgt die gestreute Intensität pro Steradian:

$$I_{\perp} = \frac{\sigma_{\perp}}{r^2} \frac{I_i}{2} \quad ; \quad I_{\parallel} = \frac{\sigma_{\parallel}}{r^2} \frac{I_i}{2}$$

Da in diesem Experiment mit linear polarisiertem Licht gearbeitet wurde, gilt:

$$I_{\perp} = \frac{\sigma_{\perp}}{r^2} I_i \quad ; \quad I_{\parallel} = \frac{\sigma_{\parallel}}{r^2} I_i$$

$$I_{\text{ges}} = I_{\perp} + I_{\parallel} = \frac{I_i}{r^2} (\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel})$$

Da hier wegen  $I_{\perp} = I_{\perp i} = I_{\parallel i}$  die gesamte gestreute Intensität um einen Faktor 2 zu groß wäre, folgt mit  $\sigma = (\lambda^2/8\pi^2) \cdot i$  für polarisiertes Licht:

$$I_{\text{ges}} = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{I_i}{r^2} (i_{\perp} + i_{\parallel})$$

damit ist:

$$A_p(\theta) = \frac{I_{\perp} + I_{\parallel}}{I_i} = \frac{\pi}{G} \sigma(\theta) = \frac{\lambda^2}{8\pi G} i_{\text{ges}}(\theta) \quad (3.36)$$

Hierbei ist D der Durchmesser für ein kugelförmiges Teilchen und G sein geometrischer Querschnitt.

#### 4. Theoretische Methoden zur Bestimmung der Streufunktion

##### 4.1. Exakte Lösungen

Der Name Mie-Theorie bezeichnet die exakte Methode zur Berechnung der Streuung einer ebenen linear polarisierten Welle an einer idealen, homogenen und isotropen Kugel. Diese wurde 1908 von G. Mie veröffentlicht. Das Verfahren beruht auf der Lösung der Maxwell'schen Gleichungen mit den für eine homogene Kugel geltenden Randbedingungen (Stetigkeit der Tangentialkomponenten von  $E$  und  $H$  an der Kugeloberfläche). Außer in der oben zitierten Primärveröffentlichung finden sich explizite Herleitungen z.B. in Kerker (1969), Born und Wolf (1975), van de Hulst (1981) und Bohren und Huffman (1983).

Im Fernfeld erhält man die Streufunktionen  $i_1$  und  $i_2$  zu:

$$i_1 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \right|^2$$

$$i_2 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \right|^2 \quad (4.1)$$

Nimmt man den Laufindex  $n$  hinreichend groß an, so können die Streufunktionen näherungsweise berechnet werden. Die Funktionen  $\pi_n$  und  $\tau_n$  stellen den vom Streuwinkel abhängigen Teil der Streufunktion dar, während die  $a_n$  und  $b_n$  die sogenannten Mie-Koeffizienten sind, welche die Teilcheneigenschaften bestimmen (Brechungsindex  $m$  und die Teilchengröße, die durch den Größenparameter  $\alpha = 2\pi r/\lambda$  beschrieben wird).

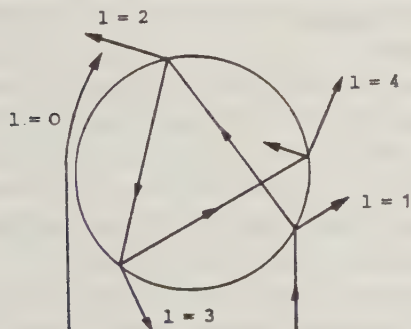
Eine exakte Lösungen für ummantelte Kugeln wurde von Aden und Kerker (1951) und Güttler (1952) gefunden. Diese Methode wurde von Brunsting und Mullaney (1972) auf biologische Zellen angewandt. Im weiteren wurden, basierend auf der Mie-Theorie, Lösungen für Ellipsoide (Asano und Yamamoto, 1975; Asano und Sato, 1980; Asano, 1979 und 1983), unendlich lange senkrecht angestrahlte Kreiszylinder (Wait, 1955), beliebig

orientierte Kreiszylinder (Liou, 1972) und spezielle Anordnungen von Doppelkugeln (Levine und Olafse, 1968; Fuller et al., 1986) gefunden.

Für die im Rahmen dieses Experiments untersuchten Kugeln war noch zu klären, ob für sie, obschon sie elektrisch geladen sind, die Mie-Theorie gilt. In ihrer Arbeit über die Entwicklung der Streukammer zeigte Weiß (1981) durch vergleichende Mie-Rechnungen, daß Oberflächenladungsdichten von  $10^{-5}$  bis  $10^{-6} \text{ As m}^{-2}$  die Streueigenschaften eines Teilchens nicht signifikant verändern. Zu einem ähnlichen Ergebnis kam Chiapetta (1979) bei einem anderen Ansatz. Er untersuchte die Wechselwirkung zwischen Photonen und einem kleinen Teilchen mittels quantenmechanischer Störungsrechnungen.

#### 4.2. Näherungslösungen

Insbesondere in den letzten Jahren wurde mit Hilfe von immer leistungsfähigeren Computern das Verfahren des Ray Tracing weiter entwickelt. Es beruht darauf, daß das Lichtstreuverhalten von Teilchen, die groß gegen die Wellenlänge sind ( $a \gg \lambda$ ), durch die geometrische Optik annähernd beschrieben werden kann (van de Hulst, 1981).



#### Terminologie:

- $l = 0$  Beugung
- $l = 1$  externe Reflexion
- $l = 2$  zwei Brechungen
- $l = 3$  zwei Brechungen, eine interne Reflexionen
- $l = 4$  zwei Brechungen, zwei interne Reflexionen

Abb. 4.1 Weg eines Lichtstrahls durch eine Kugel, gemäß der geometrischen Optik

Bei diesem Verfahren setzt sich die gestreute Welle aus den gebeugten ( $l=0$ ), den reflektierten ( $l=1$ ) und den gebrochenen

Strahlen ( $l \geq 2$ ) zusammen. Der gebeugte Anteil wird für Streuwinkel  $\theta \leq 90^\circ$  nach der Fraunhofer-Beugung berechnet (van de Hulst, 1981).

$$i_{1B}(\alpha, \theta) = i_{2B}(\alpha, \theta) = \frac{\alpha^4 |j_1(\alpha \sin \theta)|^2}{|\alpha \sin \theta|^2}$$

Hierbei ist  $j_1(\alpha \sin \theta)$  die Besselfunktion 1. Art und 1. Ordnung. Die anderen Anteile lassen sich nach den Fresnel'schen Reflexionsgesetzen berechnen.

Rechnungen mit diesem Verfahren wurden von Liou und Hansen (1971) für Kugelgemische, Liou (1972) und Takano und Tanaka (1980) für Zylinder, Cai und Liou (1982) für hexagonale Eiszylinder und Liou et al. (1983a, b) für Würfel und Prismen durchgeführt.

Ein weiteres Verfahren zur Berechnung der Streufunktionen von nicht kugelförmigen Teilchen ist die Point-matching-Methode, welche Oguchi (1973) zur Berechnung der Abschwächung von Radiowellen durch abgeplattete Regentropfen einsetzte.

Durch Erweiterung der Rayleigh-Gans-Born-Methode für Kugeln und unendlich lange Zylinder berechneten Montroll und Hart (1951) die Streuparameter für endlich lange Zylinder, längliche Sphäroide und Scheiben, indem sie die elektromagnetischen Felder im Inneren der endlichen Körper von denen unendlich langer Zylinder bzw. unendlich ausgedehnter Platten ableiteten. Abgeleitet von der hierzu ähnlichen Rayleigh-Gans-Debye-Methode gelang Latimer (1984a, 1984b, 1985) die Berechnung des Streuverhaltens von strukturierten Teilchen für den Spezialfall von homogenen Kugeln mit Löchern.

Auf der Mie-Theorie beruht ein Verfahren, das von Elwenspoek (1982) entwickelt wurde. Es berechnet das Streuverhalten von leicht asphärischen Teilchen beliebiger Größe, indem die Randbedingungen, welche die Abweichungen von der Kugelform beschreiben, in Kugelfunktionen entwickelt werden.

Sehr verbreitet ist die T-Matrix-Methode, bei der das durch die Anwesenheit eines Streuers endlicher Abmessung erzeugte elektromagnetische Feld durch Entwicklung der einfallenden

und der gestreuten Wellen nach Kugelfunktionen unter Berücksichtigung der Randbedingungen an der Oberfläche beschrieben wird. Dies führt zu einem System von linearen Gleichungen, welche das unbekannte gestreute Feld mit dem bekannten Feld der einfallenden Welle verknüpfen. Dieses Verfahren beruht auf grundlegenden Arbeiten von Waterman (1971, 1979) und Ström (1975). Angewandt wurde diese Methode von Yeh (1964, 1965) und Erma (1969) auf das Streuverhalten elliptischer Fasern bzw. beliebig geformter durchlässiger Hindernisse. Barber und Yeh (1975) berechneten das Streuverhalten beliebig geformter dielektrischer Teilchen, Barber und Massoudi (1982) das von Kugeln, Sphäroiden und Glasfasern und Lakhtakia et al. (1984, 1985) das verlustbehafteter achsensymmetrischer Teilchen, wie Kugeln und Sphäroide.

Eine weitere Lösung nach dieser Methode (auch extended boundary condition method genannt) lieferten Medgyesi-Mitschang und Eftimiu (1979) für homogene und geschichtete Kugeln, Sphäroiden und konische Teilchen, Mugnai und Wiscombe (1986) für nicht kugelförmige, sogenannte Chebyshev-Teilchen und Iskander et al. (1984) für längliche verlustlose oder mit geringen Verlusten behaftete dielektrische Teilchen bzw. für metallische und Kohlenstoff-Aerosole (1986).

Fast alle oben beschriebenen Verfahren sind, wie man aus den aufgeführten Teilchenformen sieht, nur auf regelmäßige homogene Modellteilchen anwendbar, da sie voraussetzten, daß die Form des streuenden Teilchens mathematisch beschreibbar ist. Dies ist aber für in der Natur vorkommende Teilchen nur in wenigen Spezialfällen (Tröpfchen, kristalline Körper, technisch gefertigte Teilchen) gültig. Für alle anderen Fälle müssen sinnvolle Annahmen über das Teilchen gemacht werden. Dies gilt für alle im folgenden beschriebenen Verfahren.

In einem aus der Atomphysik entlehnten Verfahren ersetzte Chiapetta (1979) das streuende Teilchen durch ein Potential und berechnete hieraus das Streuverhalten für kleine Streuwinkel. Dieses Verfahren wurde vom Lamy und Perrin (1986a) weiterentwickelt. Um das Streuverhalten für größere Teilchen simulieren zu können, insbesondere den Verlauf der Polarisierung, wird von diesen Autoren der von M. Wolff (1975, 1980,

1981) entwickelte Streuformalismus für raue Oberflächen benutzt. Mit diesem Verfahren gelingt es, die Streufunktionen von Staubteilchen gut zu reproduzieren, wenn die die Streufunktion bestimmenden Größen wie Brechungsindex, Potentialform und Rauigkeitsparameter iterativ auf eine optimale Anpassung hin modifiziert werden.

Eine weiteres Verfahren zur Beschreibung von Streufunktionen nicht kugelförmiger regelmäßiger und unregelmäßiger Teilchen ist die von Pollack und Cuzzi entwickelte semi-empirische Methode (1979, 1980). Hier wird Abweichung der Streufunktion von der einer volumengleichen Kugel durch Formfaktoren erzeugt, welche von der Teilchengröße abhängen und empirisch durch Vergleich mit Messungen bestimmt werden.

Insbesondere diese Gruppe von semi-theoretischen Verfahren macht deutlich, wie wichtig es ist, auch zur Kontrolle solcher Methoden, das Lichtstreuverhalten von realen Teilchen experimentell zu untersuchen.

Schließlich seien als Beispiele für eine Methode zur Berechnung von Mehrfachstreuung an willkürlichen Anordnungen von streuenden Teilchen die Veröffentlichungen von Twersky (1967) und Hansen und Travis (1974) erwähnt.

## 5. Experimentelle Methoden zur Bestimmung der Streufunktion

Wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt, ist es trotz der in den letzten Jahren rasant fortschreitenden Entwicklungen bei der Leistungsfähigkeit von Großrechnern bis heute nicht gelungen, das Streuverhalten von unregelmäßigen, inhomogenen Einzelteilchen oder von statistisch orientierten Gemischen solcher Teilchen exakt zu berechnen, bzw. die zu erwartenden Fehler anzugeben. Somit ist es auch weiterhin von großem Interesse, experimentelle Streumethoden zu entwickeln. Es gibt hier mehrere Möglichkeiten, die im folgenden kurz vorgestellt werden.

### 5.1. Mikrowellen-Analogie-Technik

Bei der Mikrowellen-Analogie-Technik werden sehr kleine Streukörper in handlicher Größe nachgebildet. Diese Modelle werden dann mit elektromagnetischer Strahlung von im gleichen Maßstab vergrößerter Wellenlänge (Mikrowellen) beleuchtet. Man hat lediglich dafür zu sorgen, daß der komplexe Brechungsindex des Streumaterials im Mikrowellenbereich dem des zu simulierenden Materials im sichtbaren Licht entspricht. Diese Methode ist insbesondere dann von Nutzen, wenn es darum geht, den Streumechanismus bestimmter Teilchenformen zu verstehen. Hier kann man ideale Streukörper in bezug auf Form und Homogenität des Materials herstellen. Desweiteren ist es möglich, Modelle sehr kleiner, in natürlicher Größe nur schwer zu handhabender Teilchen definiert im Streuvolumen zu platzieren und bezüglich ihrer Lage im Raum definiert zu orientieren.

Erste Versuche dieser Art wurden von Greenberg et al. (1961) und Giese und Siedentopf (1962) durchgeführt. Im weiteren wurden insbesondere am Bereich Extraterrestrische Physik der Ruhr-Universität und am Space Science Astronomy Laboratory (SAL in Albany/USA) Streukörper der verschiedensten Art untersucht: Sphäroide (Lind et al. 1965); Kugeln mit nicht-isotropem Brechungsindex (Wang, 1968; Wang und Greenberg, 1976); rauhe Kugeln, Würfel, Oktaeder (Zerull, 1973); Zylinder (Lantrewitz, 1976); unregelmäßige, absorbierende Teilchen

(Schwill, 1979; Zerull et al. 1977b; 1980); Gemische (Gustafson, 1980; Schuerman et al., 1981b); Zylinder, Sphäroide, Scheiben (Schuerman et al., 1981a); Tetraeder (Killinger, 1983); hantel- und kettenförmige, aus Kugeln aufgebaute Teilchen (Wang, 1984; Wang und Gustafson, 1984).

In dem Vorteil, idealisierte Streukörper zu untersuchen, liegt auch der Hauptnachteil dieser Methode. Denn es ist unmöglich, sehr komplizierte natürliche Partikeln in allen Details im Hinblick auf Form, Struktur, unbekannten Brechungsindex und Anisotropien zu simulieren. Desweiteren stellt der Versuch, die Streufunktion großer Teilchen zu bestimmen, ( $D \geq 8 \mu\text{m}$ ) wegen der Fernfeldbedingung (Zerull, 1973) und der Masse des Streukörpers nur schwer zu erfüllende Anforderungen an die Abmessungen und die Stabilität des Versuchsaufbaus.

## 5.2. Lichtstreuversuche

### 5.2.1. Lichtstreuung an Ensembles

Bei der Untersuchung des Lichtstreuverhaltens von Teilchen besteht eine Methode darin, das Streuverhalten eines Ensembles von Teilchen zu bestimmen, welches durch ein Streuvolumen fällt, oder welches in kolloidaler Form vorliegt.

Von diesem Verfahren wird insbesondere in der Aerosolforschung Gebrauch gemacht. Sei es, daß das natürliche Luftaerosol im Hinblick auf seinen Einfluß auf die Meteorologie untersucht wird (Holland und Gagne, 1970; Quiney und Carswell, 1972; Sassen und Liou, 1979; Hansen und Evans, 1980; Holmes, 1980; Holmes und Paxmann, 1980), daß es in der Verfahrenstechnik darum geht, Partikelströme in Fertigungsprozessen störungsfrei zu kontrollieren (Hess, 1984; Partikelzähler Wang und Hencken, 1986) oder daß das Lichtstreuverhalten von monodispersen Partikelgemischen zu Eichzwecken bestimmt werden soll (Hunt und Huffman, 1973); Pinnick et al. 1973, 1976; Perry et al., 1978; Kirmaci und Ward, 1979; Hard und Nilsson, 1978, 1979; Coletti, 1984; Latimer, 1985). Ein weiterer Anwendungsfall ist die optische

Untersuchung von Hydrosolen (Thompson et al., 1980; Voss und Fry, 1984).

Diese Verfahren sind so lange durchführbar, wie genügend große Mengen des zu untersuchenden Materials vorhanden sind und das Streuverhalten der einzelnen Ensemblemitglieder nicht von Interesse ist. Für dieses Vorhaben standen, insbesondere von den extraterrestrischen Proben, von jedem Material nur einige wenige Milligramm zur Verfügung. Somit schieden Messungen an Ensembles aus.

## 5.2.2. Lichtstreuung an Einzelteilchen

### 5.2.2.1. Messungen an bewegten Teilchen

Bei der Messung des an Einzelteilchen gestreuten Lichtes werden verschiedene Methoden angewandt. Im einfachsten Fall fallen die Teilchen durch ein fest definiertes Streuvolumen. Der dabei ausgesandte Lichtblitz wird von einem Photodiodenarray aufgezeichnet (Bartholdi et al. 1977, 1980). Diese Methode ist im eigentlichen Sinne nur ein Spezialfall der unter 5.2.1 angeführten Verfahren. Desweiteren ist sie nur dann anwendbar, wenn eine sehr große Anzahl von nahezu identischen Teilchen vorliegt oder die Teilchen, ohne verändert oder verschmutzt zu werden, mehrmals benutzt werden. Somit ist hier eine eindeutige Zuordnung von Teilchenart (Form, Größe, Brechungsindex) und Streuverhalten, wie es hier angestrebt ist, nicht möglich.

### 5.2.2.2. Ausschwebung unter Verwendung des Strahlungsdrucks

Bei allen Anwendungen, bei denen nur eine begrenzte Menge des Materials vorliegt, ist es notwendig, die Teilchen im Streuzentrum zu fixieren. Eine Methode ist die Suspension eines Teilchens in einem vertikalen, inhomogenen Laserstrahl (optical levitation, Ashkin und Dziedzic, 1971, 1974, 1976, 1980, 1981; Grehan und Gouesbet, 1980; Chylek et al., 1983; Pluchino, 1983). Eine Anwendung im Rahmen dieses Experiments schied aus, da die Leistung des zur Levitation benutzten Lasers sehr hoch sein muß, werden absorbierende Teilchen stark aufgeheizt und verdampfen.

### 5.2.2.3. Ausschwebung im elektrostatischen Feld

Eine weitere Methode zur Teilchenausschwebung ist die Suspension im elektrostatischen Feld. Sie wurde erstmals von Gucker und Egan (1961) für Tröpfchen von Dioctylphtalat, die Radien vom einem Mikrometer und größer hatten, angewandt. In der Folgezeit wurde sie zur Bestimmung des Lichtstreuverhaltens von Nebeltröpfchen, Latex-Kugeln, nicht kugelförmigen Aerosolteilchen und Bakterien (Phillips et al., 1970; Phillips und Wyatt, 1972; Wyatt und Phillips, 1972); Flugasche (Wyatt, 1980); Kohlenstoffteilchen (Pluchino et al., 1980) sowie einzelnen Polystyren-Kugeln, Multiplets von Polystyren-Kugeln, nahezu kubischen NaCl-Kristallen und MgO-Würfeln (Bottinger, 1980; Bottinger et al., 1980, 1982) angewandt.

### 5.2.2.4. Ausschwebung im Wechselfeld

Im Rahmen dieses Experiments wurde das Verfahren der elektrodynamischen Ausschwebung geladener Teilchen angewandt. Dieses beruht in der Regel auf der Superposition eines alternierenden Quadrupolfelds mit einem Gleichspannungsfeld. Grundlegende Arbeiten hierzu stammen von Paul und Steinwedel (1953) und Paul und Raether (1955) aus der Entwicklung von elektrischen Massenfiltern. Die für das Ausschweben (Suspension) von Einzelteilchen grundlegende Veröffentlichung von Wuerker et. al. stammt aus dem Jahre 1959. James Vedder (1963, 1973, 1978) benutzte diese Methode als Teilchenquelle für einen Staubbeschleuniger, und Dawson und Whetten (1968a, b) bestimmten mit ihr die Massen von Staubteilchen. Im Hinblick auf die Lichtstreuung wurden Kammern dieses Typs von Blau et al. (1970) für transparente Kugeln, von Davies und Ray (1980) zur Teilchengrößen- und Massenbestimmung, von Davies und Ravindran (1982) für Polystyren-Latex-Kugeln, Tröpfchen und Staubteilchen im Größenintervall zwischen 1 und 10  $\mu\text{m}$  und von Richardson et al. (1986) bei Tröpfchen aus Schwefelsäure benutzt. Eine andere Variante der elektrodynamischen Ausschwebung ist das von Straubel (1955a, 1955b, 1956, 1960, 1971, 1972a, 1972b) benutzte Quasi-Quadrupolfeld. Hier wird das Teilchen in einem Millikan-Gleichfeld aus-

geschwebt und mittels einer Ring-Elektrode fokussiert, welche von einer Wechselspannung gespeist wird. Diese Methode wurde unter anderem von Schweizer und Hanson (1971) zur Bestimmung der Stabilität von geladenen Tröpfchen angewandt. Eine abgewandelte Version, die auf die speziellen Erfordernisse bei der Lichtstreuung an stark unregelmäßigen Teilchen hin konzipiert ist, wurde am Bereich Extraterrestrische Physik der Ruhr-Universität Bochum entwickelt (Weiß, 1981; Weiß-Wrana, 1983). Diese Kammer kam mit leichten Modifikationen auch im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz (siehe Kap. 6).

## 6. Experimenteller Aufbau

### 6.1. Auslegung des Experiments

Bevor im zweiten Teil dieses Kapitels der Aufbau des Experiments beschrieben wird, ist es sinnvoll, genauer auf die Aufgabenstellung einzugehen, da auf ihr die wichtigsten Kriterien für die Auslegung des Experiments und die Auswahl der Bauteile beruhen.

Die Aufgabe bestand darin, Teilchen mit Durchmessern zwischen  $10\mu\text{m}$  und  $200\mu\text{m}$  aus unterschiedlichen Materialien im Hinblick auf ihre Streuparameter (Streuungsfunktion, Polarisierung, Albedo) bei unterschiedlichen Wellenlängen zu untersuchen und Beziehungen zu physikalischen Teilcheneigenschaften herzustellen. Neben den daraus resultierenden Anforderungen an Lichtquelle, Teilchenausschwebung und Detektoren, wie sie im Kapitel 6.2 beschrieben werden, bedingt dies, daß die untersuchten Teilchen zur Bestimmung ihrer physikalischen Eigenschaften (Material, Abmessungen, Form, Oberflächenstruktur) geborgen werden müssen.

Nach Durchführung der Messungen und Bergung waren von jedem Teilchen die folgenden Primärdaten verfügbar:

- gestreute Intensitäten, proportional zu vier Matrixelementen der Streumatrix bei vier Wellenlängen;
- Photographie mittels eines Raster-Elektronen-Mikroskops (REM);
- Elementenspektrum aus Energie-Dispersiver-Röntgenanalyse (EDX) ;
- Material.

Hieraus waren folgende Größen abzuleiten:

- Streufunktion, differentieller Streuquerschnitt;
- linearer Polarisationsgrad;
- Depolarisationsgrad;
- Albedo;
- Farbindizes, Farbverhältnisse;

- Querschnitt, Oberflächenbeschaffenheit, Struktur  
(Diese Größen werden aus der REM-Aufnahme bestimmt, wobei über Oberflächenbeschaffenheit und Struktur nur qualitative Aussagen gemacht werden können. Die Bestimmung des Querschnitts ist, da zumeist nur eine Projektion der Teilchengestalt bekannt ist, mit großen Fehlern behaftet.);
- Material, Brechungsindex  
(Die Kenntnis des Materials beruht darauf, daß jeweils nur Teilchen eines bestimmten Materials zur Ausschwebung in die Schwebekammer eingebracht werden. Untermuert wird dies durch das EDX-Spektrum. Die Zahlenwerte für den Brechungsindex werden aus der Literatur übernommen).

Im nächsten Abschnitt folgt eine detaillierte Beschreibung des Experiments, mit dessen Hilfe die oben angeführten Daten gewonnen wurden.

## 6.2. Experimentelle Realisierung

Bei der Mehrfarben-Laser-Streuanlage handelt es sich um eine Anlage, welche aus einem in Bochum bereits erfolgreich betriebenen Helium-Neon-Laser-Streugerät (Weiß, 1981; Weiß-Wrana, 1983) weiterentwickelt wurde.

Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Um wichtige Bauteile besser zuordnen zu können, sind diese sowohl in dieser Abbildung als auch in den Photographien der Apparatur (Abb. 6.2 und 6.3) mit Nummern versehen. Diese werden auch in der weiteren Beschreibung der Experiments benutzt.

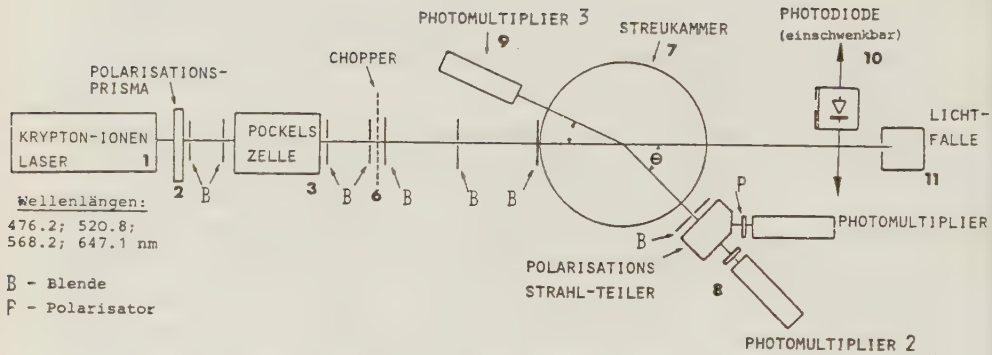


Abb. 6.1 Strahlengang der Mehrfarben-Laser-Streuanlage

Die Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen Photographien des aktuellen Aufbaus.

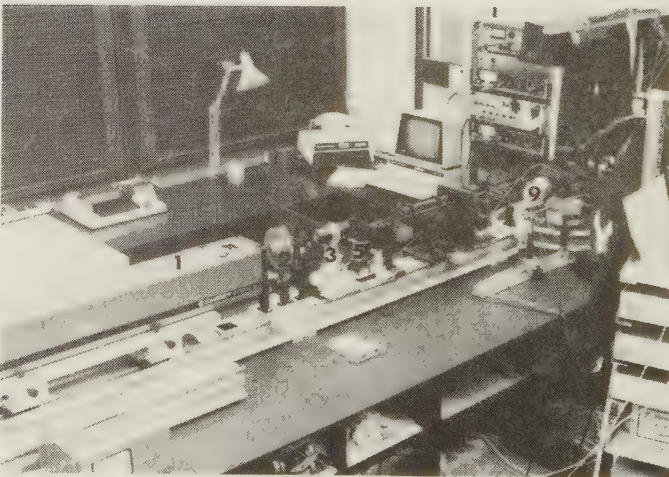


Abb. 6.2 Übersicht über das "Experiment"

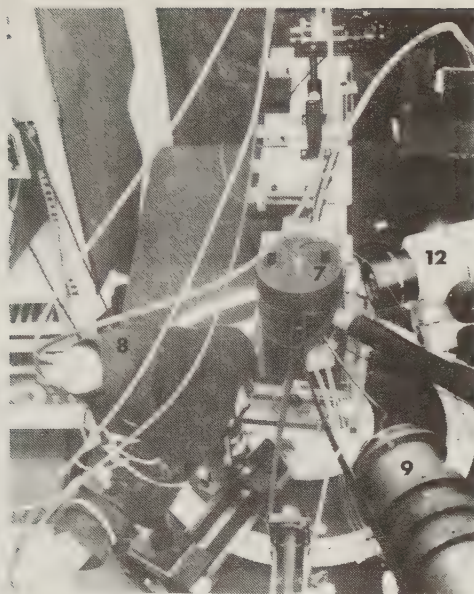


Abb. 6.3 Photographie der Streukammer und des Detektorarms

#### 6.2.1. Lichtquelle

Als Lichtquelle dient ein Krypton-Ionen-Laser (Coherent Innova-K90) (Abb. 6.1-2, Nr.1), der, mit einem Breitband-Spiegelsatz versehen, vier Wellenlängen in ausreichender Leistung zu erzeugen in der Lage ist (rot - 647.1 nm; gelb - 568.2 nm; grün - 520.8 nm; blau - 476.2 nm). Die untere Leistungsgrenze von ca. 4 mW wird bedingt durch die eingebaute Leistungsregelung, die obere von ca. 20 mW pro Linie ist die Leistung, die bei allen vier Wellenlängen zu erreichen ist. Bei Betrieb mit speziellen Spiegeln für den kurzen und den langen Wellenlängenbereich wären zwar höhere Leistungen möglich, aber beim Wechseln der Spiegel tritt eine Strahlversetzung auf, die ein ständiges Nachjustieren nötig gemacht hätte. Der Einsatz der Weißlichtspiegel, der eine Strahldivergenz von  $0.009^\circ$  zur Folge hat, welche aber durch ein nachgeschaltetes 7-stufiges Blendensystem kompensiert wird, macht es möglich, nach Ablauf eines Meßvorgangs für eine Wellenlänge die nächste ohne Wechseln der Spiegel einzustellen.

Obwohl das aus dem Laserkopf austretende Licht bereits durch ein eingebautes Brewster-Fenster linear (senkrecht zur Streuebene,  $I_1$ ) polarisiert ist, ist ein weiteres Polarisationsprisma vom Typ Glan-Thompson (Abb. 6.1-2, Nr.2) eingefügt, welches zur Feinjustierung der Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls (exakt senkrecht zur Streuebene) benutzt wird.

### 6.2.2. Pockelszelle

Nach dem Polarisationsprisma folgen zwei Blenden, welche den Strahl auf einen für die nachfolgende Pockelszelle ausreichenden Durchmesser von 1.2 mm begrenzen. Die Pockelszelle (Abb. 6.1-2, Nr.3), welche die Aufgabe hat, die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes zu verändern, hat eine Bohrung von 2.5 mm Durchmesser auf einer Länge von 120 mm, dies bedingt eine stabile Montierung mit vielfältigen Verstellmöglichkeiten, welche in den feinmechanischen Werkstätten der Fakultät für Physik und Astronomie der Ruhr-Universität gebaut wurde. Da die Pockelszelle bei verschiedenen Wellenlängen betrieben werden muß, war der Bau eines speziellen Treibers nötig, der durch einfaches Umschalten die zum optimalen Betrieb nötige Vorspannung und Halbwellenspannung erzeugt. Das Einspeisen einer Vorspannung ist nötig, da der optisch aktive Kristall auch ohne angelegte Spannung die Polarisationssebene verändert.

Hinter der Pockelszelle folgt der in ein fünfstufiges Blendensystem eingebundene Chopper, (Abb. 6.1-2, Nr.6) der die für die Lock-In-Verstärker nötige Referenzfrequenz (hier ca. 1000 Hz) liefert. Weiterhin befindet sich innerhalb des Blendensystems noch ein Graufilter (Abb. 6.1-2, Nr.5), der, von einem Hubmagneten eingeschwenkt, den Strahl um einen Faktor von  $10^7$  abschwächt, wenn der Detektorarm Streuwinkel  $\theta < 9^\circ$  anfährt. Dieses Graufilter dient zum Schutz der Photomultiplier vor zu hohen Intensitäten.

### 6.2.3. Streukammer

Als Schwebekammer (Abb. 6.1-3, Nr.7) wurde, im Prinzip unverändert, die bereits vorhandene übernommen (Weiß, 1981). In Abbildung 6.4 werden die Seitenansicht und die Draufsicht der Streukammer gezeigt.

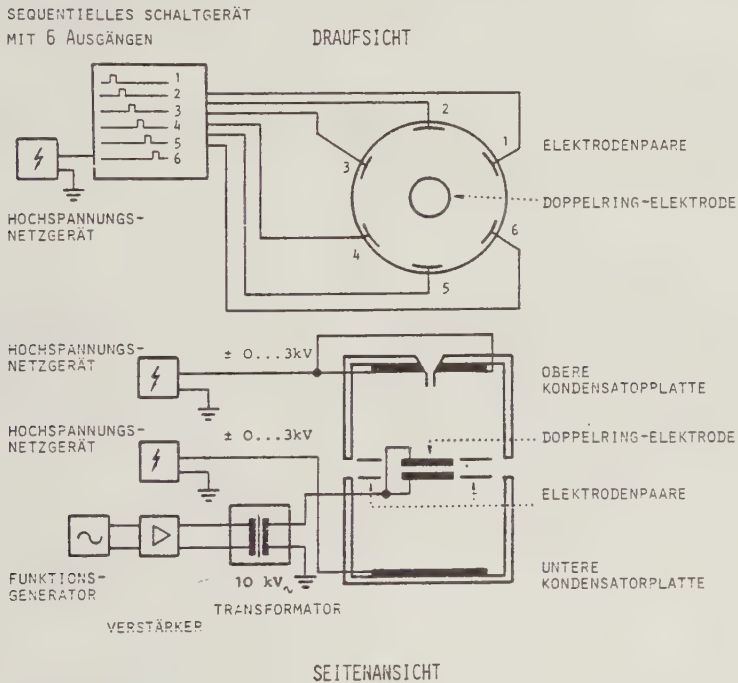


Abb. 6.4 Prinzipzeichnung der Schwebekammer

Die weiteren Ausführungen sollen sich bei der Beschreibung der Streukammer auf das zum Verständnis Notwendige beschränken. Das Teilchen wird ähnlich dem Millikan-Versuch zwischen den Platten eines Kondensators (1, 2) ausgeschwebt.

Zur horizontalen und vertikalen Stabilisierung wird dieses Gleichfeld von einem Wechselfeld überlagert, welches durch eine Doppelring-Elektrode erzeugt wird. Das Prinzip beruht auf Arbeiten von Straubel (1955, 1956, 1960, 1971, 1972a). Da es beim Bestimmen der Streufunktion sehr wichtig ist, das Streusignal bei verschiedensten Orientierungen des Teilchens zu messen, wird das Teilchen durch sechs Elektrodenpaare, die der Reihe nach durch eine Rechteck-Spannung angesteuert werden, wie der Anker eines Schrittmotors gedreht. Dies ist nur bei unregelmäßigen Teilchen möglich, da hierzu ein Dipolmoment benötigt wird.

Ergänzt wurde die Streukammer um ein weiteres Austrittsfenster ( $\theta = 150^\circ$ ) zur Teilchenkontrolle und um eine verbesserte Störlichtunterdrückung (zusätzliche Blenden und Schwärzung der Ring-Elektroden).

#### 6.2.4. Eichdiode

Im direkten Strahlengang folgt als nächstes eine bei Bedarf einschwenkbare Eichdiode (Abb. 6.1-3, Nr.10). Am Kontrollteil des Lasers ist es zwar möglich, in der Betriebsart Leistungsregelung eine gewünschte Intensität einzustellen, aber dies ist wegen der ungenauen Anzeige nur bedingt sinnvoll. Daher wird vor und nach jeder Messung eine geeichte Diode in den direkten Strahl geschwenkt, deren Photostrom, gemessen über einen Lock-In-Verstärker, ein direktes Maß der Lichtleistung des Lasers ist. Während der Messung wird die Diode aus dem Strahl geschwenkt, damit von ihr reflektiertes Licht die Meß-Signale nicht verfälscht. In dieser Zeit wird der Strahl von einer Lichtfalle (Abb. 6.1-3, Nr.11) begrenzt. Hierbei war durch eine geeignete Führung dafür Sorge zu tragen, daß die Diode wenn sie sich im Laserstrahl befand, stets gleich beleuchtet wurde.

#### 6.2.5. Detektor

Während der Messung wird der Detektorarm (Abb. 6.1-3, Nr.8) über einen Streuwinkelbereich von  $10^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$  bewegt. Der Empfänger besteht aus einer Blende, die den Streuwinkel-

bereich des einfallenden Lichtes auf  $\Theta = \pm 2^\circ$  begrenzt. Dann folgt ein Polarisations-Strahlteiler (Typ: Foster), der das einfallende Licht in zwei zueinander senkrechte Komponenten auftrennt, die eine senkrecht, die andere parallel zur Streuebene. Diese beiden Komponenten werden mittels zweier Photomultiplier (HAMAMATSU, R1104) gemessen, vor welche aber zur Verbesserung der Kontrastrate ( $I_{11}/I_{21}$  bzw.  $I_{22}/I_{12}$ ) Polarisationsfolien vorgeschaltet wurden. Von den Photomultipliern gehen die Meßsignale über Vorverstärker zu den Lock-In-Verstärkern.

#### 6.2.6. Teilchen-Kontrolle

Unmittelbar kann das Teilchen durch ein Stereo-Mikroskop (Abb. 6.1-3, Nr.12) beobachtet werden, welches auch beim Einbringen und Bergen der Teilchen benutzt wird. Dies ist aber während der Messung nicht möglich, da das vom Objektiv zurückgestreute Licht die Messung stören würde. Aus diesem Grunde wird bei einem Streuwinkel von  $\Theta \approx 150^\circ$  mittels eines Lichtleiters ( $d = 3 \text{ mm}$ ) ein Kontrollsignal ausgekoppelt, welches von einem weiteren Photomultiplier (EMI, S 20 Kathode, Typ 9658) (Abb. 6.1-3, Nr.9), einem Lock-In-Verstärker zugeführt, eine unmittelbare Kontrolle darüber erlaubt, ob sich das Teilchen noch in der Strahlmitte befindet. Dieses Monitorsignal kann, an ein Digital-Speicheroszilloskop weitergegeben, dazu benutzt werden, die Abhängigkeit des Streusignals von der räumlichen Orientierung der Teilchen zu beobachten.

#### 6.2.7. MeBelektronik

Zur Beschreibung der MeBelektronik ist es unabdingbar, genauer auf den Meßablauf einzugehen. Das zentrale Gerät für die Meßwerterfassung und Steuerung ist ein Commodore 8032 Computer (CBM), der über einen von ihm gesteuerten Mikroprozessor die Steuerung der Schrittmotore kontrolliert, die Funktion der Pockelszelle regelt und die Verstärkungsstufen der Lock-In-Verstärker wählt.

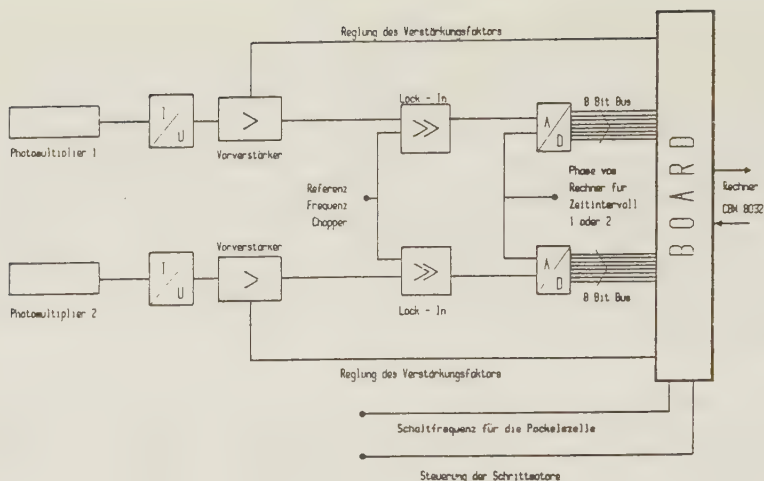


Abb. 6.5 Blockschaltbild der Meßelektronik

Abb. 6.5 zeigt ein Blockschaltbild der gesamten Elektronik. Von den Photomultipliern gelangt das Meßsignal über zwei Strom-Spannungs-Wandler zu Vorverstärkern, deren Verstärkungsfaktor vom CBM über das BOARD gesteuert wird. Da die Daten über einen 8-Bit-Bus übertragen werden, ist die höchste darstellbare Zahl 255 ( $2^8 - 1 = 255$ ). Der Computer überprüft nun, ob die ihm übermittelte Zahl kleiner als 255 ist. Wenn dies nicht der Fall ist, erniedrigt er die Verstärkung um den Faktor 2. und mißt erneut. Dies führt er so lange fort, bis der gemessene Wert kleiner als eine vorgewählte Grenzzahl ist. Der Verstärkungsgrad läßt sich gemäß einer Potenzreihe mit der Basis 2 von 1 bis 1024 einstellen. Das so vorverstärkte Signal gelangt zu den phasenempfindlichen Verstärkern, die ihr Referenzsignal vom Chopper erhalten. Von den Lock-In-Verstärkern wird das Signal über Analog-Digital-Wandler, mittels eines 8-Bit-Datenbusses, über das BOARD an den Computer weitergeleitet. Dieser multipliziert die ankommende Zahl mit der gewählten Verstärkung und ordnet, da er auch die Pockelszelle steuert, die ankommenden Signale den richtigen Meßphasen zu. In Abbildung 6.6 ist der zeitliche Ablauf des Meßablaufs dargestellt.

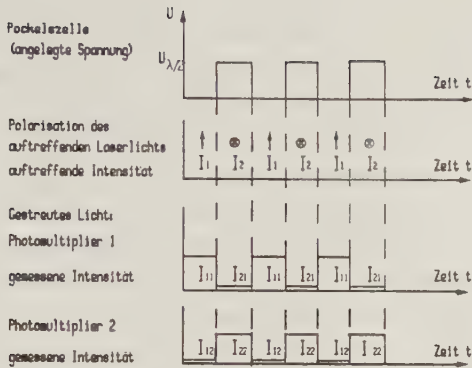


Abb. 6.6 Zeitliche Darstellung des Meßablaufs

In der Phase 1 liegt an der Pockelszelle die Vorspannung an, welche bewirkt, daß der Strahl unverändert hindurchgeht. Das auf das Teilchen auftreffende Laserlicht hat die Polarisationsrichtung  $I_1$ . Photomultiplier 1 mißt jetzt die  $I_{11}$ -Komponente des Streulichts, deren Polarisationsrichtung nicht verändert wurde. Photomultiplier 2 empfängt die hierzu senkrecht polarisierte Streustrahlung  $I_{21}$ , die durch Depolarisation am Teilchen entstand. Bei Beginn der zweiten Meßphase wird an die Pockelszelle die Lambda-Halbe-Spannung angelegt, die bewirkt, daß das auf das Teilchen treffende Licht parallel zur Streuebene polarisiert ist. In dieser Phase mißt Photomultiplier 2 die  $I_{22}$ -Komponente, die parallel polarisiert ist, während jetzt Photomultiplier 1 die depolarisierte  $I_{12}$ -Komponente mißt. Bei der nächsten Meßphase herrschen wieder die gleichen Verhältnisse wie bei Phase 1, dann 2 usw. Die Dauer einer Phase beträgt ca. eine Sekunde. Wichtig hierbei ist, daß die Chopperfrequenz groß im Vergleich zur Frequenz der Pockelszelle ist (hier 1000/1), damit Fehlmessungen beim Umschalten der Pockelszelle vermieden werden.

Zusammenfassend ist der Ablauf der Messung für ein Teilchen in Form eines Flußdiagramms in Abbildung 6.7 dargestellt.

Flußdiagramm des Ablaufs einer Messung

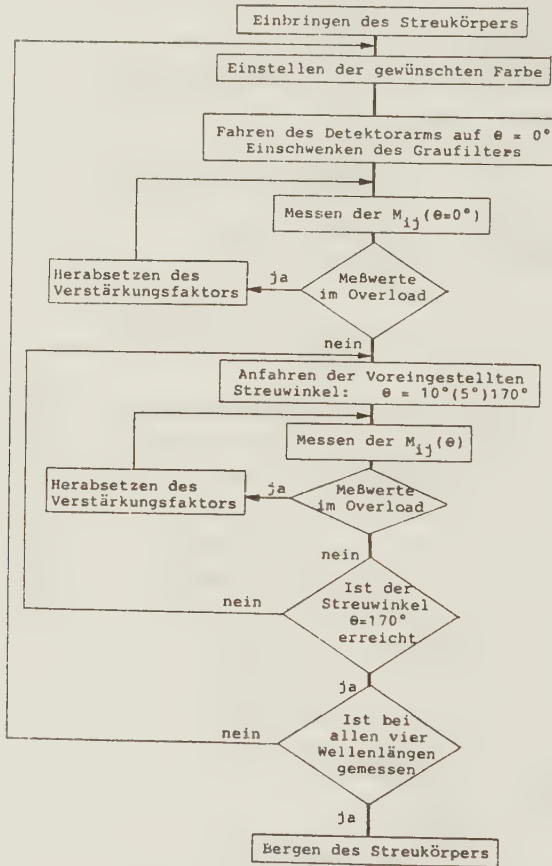


Abb. 6.7 Flußdiagramm zum Ablauf der Bestimmung der Streufunktion für ein Teilchen mit dem Mehrfarben-Laser-Streuexperiment

## 7. Verifizierung des Experiments

### 7.1. Kalibrierung

Nachdem die Aufbauphase abgeschlossen war, konnte damit begonnen werden, zuerst die Komponenten im einzelnen und dann die gesamte Anlage zu testen.

#### 7.1.1. Der Laser

Bei diesem handelt es sich wie bereits oben beschrieben um einen Krypton-Ionen-Laser. Wie in Kapitel 6.2.1. beschrieben wurde der 'Weißlicht-Spiegelsatz' in Verbindung mit dem Wellenlängenselektor eingesetzt. In dieser Betriebsart sind zwar nicht alle Wellenlängen benutzbar, aber vier von ihnen (476.2, 520.8, 568,2, 647.1 nm) stehen mit ausreichender Intensität ( $P_{\text{laser}} > 20 \text{ mW}$ ) zur Verfügung. Desweiteren war es nötig, eine kleinere Apertur des Lasers zu wählen, um Licht der transversalen Mode TEM 0,0 zu erhalten (Gaußprofil).

Am Ort des später zu vermessenden Teilchens wurden die Intensitätsprofile für die vier benutzten Wellenlängen bestimmt. Es zeigten sich Gauß-ähnliche Intensitätsverteilungen. Die mittlere Halbwertsbreite des Strahls war ca. 1.7 mm und ist somit ausreichend groß gegen die zu vermessenden Teilchen, die Durchmesser kleiner als 200  $\mu\text{m}$  haben. Bei der Bestimmung der Strahldivergenz zeigte sich, daß diese kleiner als  $0.009^\circ$  ( $\approx 30''$ ) ist.

Es ist somit hinreichend abgesichert, daß das Teilchen, wenn es sich exakt im Streuzentrum befindet, sich im Feld einer ebenen Welle aufhält.

#### 7.1.2. Die Pockelszelle

Bei der Justierung und Eichung der Pockelszelle kam es vor allem darauf an, den Strahl möglichst zentral und achsensymmetrisch durch die Öffnung zu fädeln (Durchmesser 2.5 mm, Länge 120 mm). Nachdem dies mit Hilfe eines Autokollimators erreicht war, mußten die zu jeder Wellenlänge gehörigen Spannungen (Vorspannung, Lambda-Halbe-Spannung) eingestellt werden. Die Notwendigkeit, der Pockelszelle eine Vor- oder

Offset-Spannung zuzuführen, wenn keine Änderung der Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls gewünscht wird, zeigte sich bei ersten Tests und beruht darauf, daß der optisch aktive KDP\*-Kristall auch ohne angelegte Spannung die Polarisationsrichtung eines einfallenden Lichtstrahls verändert. Zur Einstellung der Vorspannung wurde die Pockelszelle zwischen zwei gekreuzte Polarisationsfilter gesetzt, und die Spannung wurde derart eingeregelt, daß eine sich im Strahl befindende Photodiode minimales Signal anzeigte. Analog wurde für die Bestimmung der Halbwellenspannung verfahren, nur daß hierbei die Polarisationsfilter parallel standen. Dies wurde für alle vier benutzten Wellenlängen durchgeführt. Die so einmal gefundenen Werte konnten während der Messung für jede Wellenlänge über einen Wahlschalter eingestellt werden, dies führte, da die Einstellungen der Feintriebpotentiometer nicht mehr verändert werden mußten, wie Tests zeigten während des gesamten Meßzeitraums zu einer hohen Reproduzierbarkeit. Die erreichten Kontrastverhältnisse der Intensität der gewünschten Polarisationsrichtung zur dazu orthogonalen Richtung wurde experimentell bestimmt und sind der folgenden Tabelle zu entnehmen.

| Wellenlänge/nm | $K_{\perp}$ | $K_{\parallel}$ |
|----------------|-------------|-----------------|
| 476.2          | 340:1       | 390:1           |
| 520.8          | 400:1       | 630:1           |
| 568.2          | 420:1       | 1100:1          |
| 647.1          | 430:1       | 1160:1          |

### 7.1.3 Der Polarisationsstrahlteiler

Wie im vorigen Kapitel beschrieben, fällt das gestreute Licht auf einen Polarisationsstrahlteiler vom Typ Glan-Thompson und wird in zwei orthogonal zueinander polarisierte Komponenten aufgespalten, wovon die eine senkrecht, die andere parallel zur Streuebene steht. Bei ersten Tests zeigte sich, daß das Kontrastverhältnis zwischen parallel und senkrecht polarisierter Strahlung für die nicht abgelenkte Komponente (hier parallel polarisiert) mindestens 200:1, wohingegen es für die abgelenkte Komponente lediglich 40:1 betrug. Dies ist nach Aussage der Herstellerfirma (Fa. Halle Nachfolger, Berlin)

ein gerätebedingtes Verhalten. Da diese Kontrastverhältnisse aber für das Experiment nicht ausreichen, wurden in die Strahlengänge zwischen Polarisationsstrahlteiler und Photomultiplier Polarisationsfilter eingefügt. Hierdurch wurde die Abschwächung der unerwünschten Polarisationsrichtungen so gut, daß bei der Null-Grad-Eichung (s.u.) die  $I_{12}$  und  $I_{21}$  Komponenten nicht mehr meßbar waren.

#### 7.1.4. Die Detektoren

Die Meßwerterfassung beruht auf dem Zusammenspiel von Photomultipliern, Vorverstärkern, Lock-In-Verstärkern und Analog-Digitalwandlern. Im dahinterliegenden Teil der digitalen Meßwerterfassung und Speicherung sind Verfälschungen der Meßwerte nicht mehr zu erwarten. Als erstes wurden die Photomultiplier separat auf Empfindlichkeit, Linearität, Rauschen und Dunkelstrom untersucht. Obschon es sich hier um Multiplier gleichen Typs (Hamamatsu R1104) handelt, zeigten sie unterschiedliche Empfindlichkeiten. Es war somit für die späteren Messungen sinnvoll, die Photomultiplier mit unterschiedlichen Versorgungsspannungen zu betreiben, um bei gleicher Streustrahlung annähernd gleiche Photoströme zu erhalten. Ansonsten entsprach ihr Verhalten im Hinblick auf Dunkelstrom, Linearität der Verstärkung in Abhängigkeit von der Kathoden-Spannung und der einfallenden Lichtleistung den aus dem Datenblatt zu entnehmenden Werten.

Nach diesen Tests wurde das oben beschriebene gesamte analoge Meßwerterfassungssystem untersucht. Hierzu wurden die Photomultiplier in den, um einen Faktor  $10^{-7}$  abgeschwächten, direkten Strahl geschwenkt, und die Linearität der Verstärkung des gesamten Systems wurde in Abhängigkeit von der einfallenden Lichtleistung und der Kathoden-Spannung der Photomultiplier untersucht. Auch hierbei zeigten sich keine unerwünschten Effekte.

### 7.1.5. Das Hintergrundsignal

Wie bereits in der Darstellung des Versuchsaufbaus beschrieben, wird das Teilchen zwischen zwei Ring-Elektroden ausgeschwebt. Der Abstand dieser Ringe voneinander beträgt 3 mm. Hierdurch kommt es dazu, daß sie von einem geringen Teil des Laserlichts getroffen werden. Ebenso messen die Detektoren bei kleinen Streuwinkeln ( $\theta \leq 20^\circ$ ) Anteile des gebeugten einfallenden Strahls. Um dieses Hintergrund-Signal zu kompensieren, wurde für alle in Frage kommenden Kathodenspannungen der Photomultiplier bei einer Laser-Licht-Leistung von 15 mW das Streuverhalten der Streukammer ohne Teilchen gemessen. Die Anzahl der benutzten Kathodenspannungen wurde aus Praktikabilitätsgründen auf eine Anzahl von fünf pro Photomultiplier begrenzt (550V, 640V; 600V, 700V; 650V, 750V; 700V, 800V; 750V, 850V). Diese gemessenen Hintergrund-Signale werden während der Messung eingestellten Laser-Leistung angepaßt und von den Meßsignalen abgezogen. Zur Anpassung an die Laser-Leistung wird vor jeder Messung eine Photodiode in den Strahl geschwenkt. Trug man die gemessenen Photoströme  $I_d$  über die Licht-Leistung des Lasers doppelt-logarithmisch auf, so zeigte sich ein linearer Zusammenhang. Mittels linearer Regression konnten die Gleichungen dieser Geraden bestimmt werden. Mit diesen war man im weiteren in der Lage, die Hintergrunddateien anzupassen. Diese Messungen wurden während der mehr als ein Jahr dauernden Versuche in unregelmäßigen Abständen wiederholt, um Veränderungen im Aufbau zu überwachen.

### 7.2. Eichung

Nachdem die einzelnen Komponenten des Versuchsaufbaus untersucht waren, konnte man daran gehen, die Meßwerte an die theoretisch berechneten Streufunktionen anzupassen. Hierzu wird eine Glaskugel mit bekanntem Durchmesser ( $d \approx 82 \mu\text{m}$ ) und bekanntem Brechungsindex ( $m = 1.51 - 0.0i$ ) im Streuzentrum ausgeschwebt. Das von ihr gestreute Licht  $M_{ij}(\lambda, \theta)$  wird über einen Streuwinkelbereich von  $10^\circ$  bis  $170^\circ$  in  $5^\circ$ -Schritten gemessen. Die so erhaltenen Meßpunkte werden mit der nach Mie berechneten Streufunktion  $i_{ij}(\lambda, \theta)$  einer volumengleichen

Kugel verglichen. Als erstes Kriterium dient der Vergleich der relativen Verläufe der beiden Funktionen. Für eine ideale Kugel müßten die Verläufe übereinstimmen. Für einige, nach dem visuellen Eindruck unter dem Mikroskop nahezu ideale Kugeln zeigte sich auch eine weitgehende Übereinstimmung. Aber es war festzustellen, daß ein großer Teil der Glaskugeln sowie auch der später benutzten Polystyren-Kugeln, selbst wenn sie unter dem Licht- und dem Elektronen-Raster-Mikroskop keine Fehler zeigten, interne Strukturen, Lufteinschlüsse und Inhomogenitäten haben müssen, die Abweichungen von der idealen Streufunktion hervorrufen. Unten stehende Abbildung 7.1. zeigt die gestreute Gesamtintensität einer als Eichquelle benutzten Glaskugel mit einem Durchmesser von 82  $\mu\text{m}$ . Sie wurde der Streufunktion einer volumengleichen, nach Mie berechneten, Kugel angepaßt.

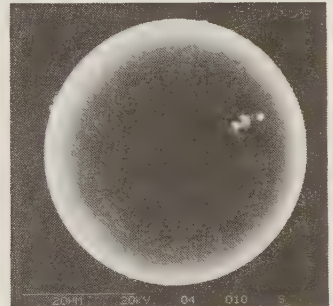
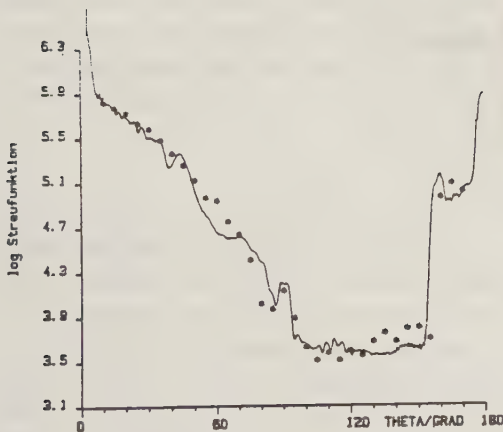


Abb.7.1. Vergleich von gemessener Streulichtintensität und berechneter Streufunktion für eine Glaskugel mit einem Durchmesser von 82  $\mu\text{m}$  und einem Brechungsindex von  $m=1.51-0.0i$  ( $\lambda = 647.1 \text{ nm}$ ).

Die grundsätzliche Bedeutung für die Messung der gestreuten Intensitäten von Glaskugeln liegt in ihrer Notwendigkeit für die Absolut-Eichung. Hierzu werden die gemessenen Werte und die berechneten Streufunktionen logarithmiert, und der Abstand ( $\log \delta_1(\lambda)$ ) wird nach dem Verfahren der kleinsten absoluten Abweichung bestimmt (s. Anhang V).

$$\log \delta_1(\lambda) = \frac{\sum |\log i_{ij}(\lambda, \theta) - \log M_{ij}(\lambda, \theta)|}{N} \quad (7.1)$$

$$; N = \frac{170^\circ - 10^\circ}{5^\circ} + 1 = 33$$

Anmerkung: Der Grund für die Bestimmung des Abstandes der Funktionen auf dem Wege der Logarithmierung besteht darin, daß hierbei die Intensitätsverhältnisse bei hohen Streuintensitätswerten (Vorwärts- bzw. Rückwärtsstreubereich) denen bei kleinen Werten gleich gewichtet werden. Dies entspricht der Bildung der Quotienten  $i_{ij}/M_{ij}$ .

Wenn die relativen Verläufe gut übereinstimmen, so gibt der Abstand  $\log \delta_1(\lambda)$  der gemessenen Werte von der berechneten Streufunktion in der logarithmischen Darstellung den Eichfaktor  $\delta_1(\lambda)$ , der alle gerätespezifischen Parameter enthält. Somit gilt für jeden Meßwert:

$$i_{ij}(\lambda, \theta) = \delta_1(\lambda) \cdot M_{ij}(\lambda, \theta) \quad (7.2)$$

Dieser Eichfaktor  $\delta_1(\lambda)$  gilt für alle weiteren Messungen aber nur, wenn die gerätespezifischen Parameter nicht verändert werden. Dies ist nicht immer der Fall. Zum einen muß vor jeder Messung die Licht-Leistung des Lasers neu eingestellt werden, welches mit Einstellungenauigkeiten verbunden sein kann, zum anderen ist es insbesondere für kleine und dunkle Teilchen nötig, die Empfindlichkeit der Photomultiplier zu erhöhen. Andere Parameter werden nicht mehr verändert. Um auch dieses in die Eichung einzubeziehen, wurde die Null-Grad-Eichung eingeführt. Hierzu wird zu Beginn jeder Messung der Detektorarm in die Vorwärts-Streurichtung ( $\theta = 0^\circ$ ) gefah-

ren. Zuvor wird der Laserstrahl mittels eines Graufilters ( $ND = 10^7$ ) abgeschwächt. Dies führt ein Hubmagnet automatisch durch, wenn der Detektorarm Streuwinkel kleiner als  $9^\circ$  anfährt. Hierdurch ist gewährleistet, daß der Laserstrahl immer durch den selben Punkt des Graufilters fällt. Er wird also stets gleich abgeschwächt. Das bei  $\theta=0^\circ$  gemessene Signal beinhaltet alle Veränderungen, die durch die oben beschriebenen Manipulationen hervorgerufen werden. Hierbei gilt:

(7.3)

$$\delta_2(\lambda) = \frac{M_{ij}(\lambda, \theta=0^\circ, P_{11}, U_{PM1})}{M_{ij}(\lambda, \theta=0^\circ, P_{12}, U_{PM2})} = \frac{M_{ij}(\lambda, \theta, P_{11}, U_{PM1})}{M_{ij}(\lambda, \theta, P_{12}, U_{PM2})}$$

Hierbei ist:

- $M_{ij}(\lambda, \theta=0^\circ, P_{11}, U_{PM1})$  - das Meßsignal bei  $\lambda$ ,  $\theta = 0^\circ$ , der Photo-Multiplier-Spannung  $U_{PM1}$  und der Laser-Leistung  $P_{11}$
- $M_{ij}(\lambda, \theta=0^\circ, P_{12}, U_{PM2})$  - das Meßsignal bei  $\lambda$ ,  $\theta = 0^\circ$ , der Photo-Multiplier-Spannung  $U_{PM2}$  und der Laser-Leistung  $P_{12}$
- $M_{ij}(\lambda, \theta, P_{11}, U_{PM1})$  - das Meßsignal während der Messung aller Streuwinkel, der Photo-Multiplier-Spannung  $U_{PM1}$  und der Laser-Leistung  $P_{11}$
- $M_{ij}(\lambda, \theta, P_{12}, U_{PM2})$  - das Meßsignal während der Messung aller Streuwinkel, der Photo-Multiplier-Spannung  $U_{PM2}$  und der Laser-Leistung  $P_{12}$

Somit erhält man die Streufunktion nach van de Hulst aus dem Meßwert durch:

$$i_{ij}(\lambda, \theta) = \delta_1(\lambda) \cdot \delta_2(\lambda) \cdot M_{ij}(\lambda, \theta, P_{12}, U_{PM2}) \quad (7.4)$$

Hierbei sind  $P_{11}$  und  $U_{PM1}$  die Werte, die während der Eichmessung eingestellt waren.

Anmerkung: Die Null-Grad-Eichung muß, da sie für jedes Teilchen und jede Wellenlänge erfolgt, durchgeführt werden, während sich der Streukörper im Strahl befindet. Dies führt zu einer Herabsetzung des Meßsignals, da ein Teil des durch das Teilchen gestreuten Lichts aus der Vorwärtsrichtung herausgestreut und absorbiert wird. Hierzu wurden Tests gemacht, bei denen möglichst große Teilchen (Glaskugeln, Magnesiumoxid-Teilchen, Aktivkohle) ausgeschwebt wurden. Im folgenden wurden unter  $\theta=0^\circ$  Meßwerte aufgenommen, bei denen das Teilchen zeitweise aus dem Strahl ausgelenkt wurde. Die Differenz zwischen den Meßwerten mit und ohne Teilchen betrug im Maximalfall 2%.

Der Eichfaktor  $\delta_1(\lambda)$  wird, wie oben beschrieben, einmal bestimmt und ist im weiteren für alle Messungen gültig. Zum Test dieser Behauptung wurde das Lichtstreuverhalten für Glas- und Polystyren-Kugeln verschiedener Größe bestimmt. Die Meßwerte wurden nach dem oben (7.4) beschriebenen Verfahren normiert, wobei für  $\delta_1(\lambda)$  der aus der Eichmessung in Abbildung 7.1. erhaltene Wert eingesetzt wurde. Die folgenden Abbildungen zeigen einige Beispiele. Hierbei sind die Fehlerbalken (siehe Kap. 7.3.7) eingezeichnet.

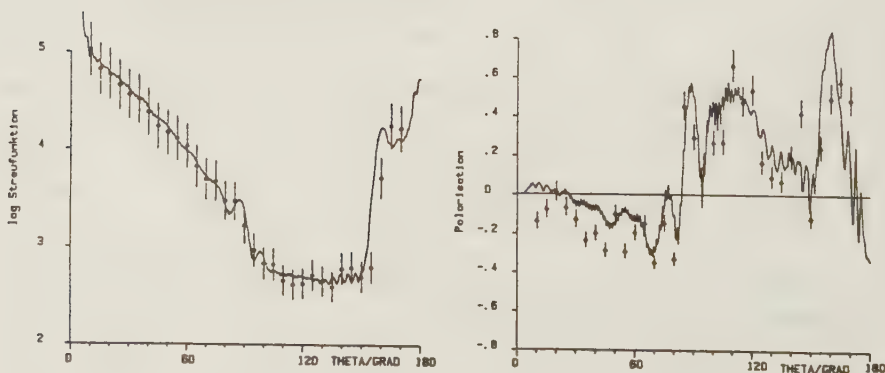


Abb. 7.2 Streufunktion und Polarisation einer Glaskugel mit  $D = 25 \mu\text{m}$  (incl. Fehlerbalken)

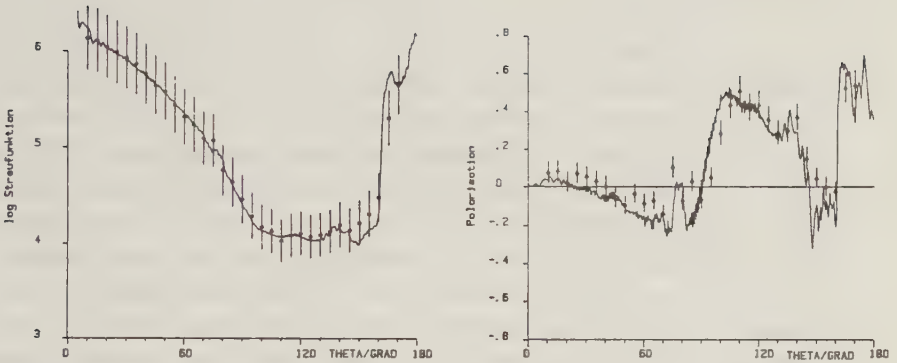


Abb. 7.3 Streufunktion und Polarisation einer Polystyren-Kugel mit  $D = 115 \mu\text{m}$  und  $m = 1.59 - 0.0i$  (incl. Fehlerbalken)

Wie man in den Abbildungen 7.2 und 7.3 sieht, ist die Gültigkeit des Eichfaktors für Teilchen verschiedener Größen und Brechungsindizes gegeben. Die zeitliche Konstanz wurde dadurch gesichert, daß in unregelmäßigen zeitlichen Abständen kugelförmige Teilchen vermessen wurden. Auch hierbei zeigte sich, daß der Wert für  $\delta_1(\lambda)$  über den gesamten Meßzeitraum hin gültig war.

Da sowohl die Streufunktionen als auch die gemessenen Werte Funktionen der Wellenlänge  $\lambda$  sind, muß das oben beschriebene Verfahren der Eichung für jede Wellenlänge, unter der gemessen wird, durchgeführt werden.

### 7.3. Fehlerdiskussion

Zur Bestimmung der Meßfehler ist es notwendig, die verwendeten Geräte im einzelnen und im Zusammenspiel dahingehend zu untersuchen.

#### 7.3.1. Der Laser

Nachdem sichergestellt war (siehe 7.1.1), daß das aus dem Laser austretende Licht die Grundmode (TEM 0,0) hatte und sich das streuende Teilchen im Feld einer ebenen Welle befand, blieben als Fehlerquellen eine mögliche Schwankung der Laserleistung und eine eventuell nicht ausreichende lineare Polarisierung des Laserstrahls. Bei der Untersuchung der Laserleistung auf Schwankungen zeigte sich, daß die eingebaute Lichtregelung auftretende Schwankungen innerhalb von 0.05 sec korrigiert, sofern die benutzte Laserleistung über 5mW und ausreichend unter der maximal zu erreichenden Leistung liegt. Hinzu kommt, daß typische zu regelnde kurzzeitige Schwankungen unter 0.5% liegen (Herstellerangabe: 0.2%). Da das auftretende langsame Driften in der Laserleistung, z.B. in der Warmlaufphase, durch die oben beschriebene Lichtregelung kompensiert wird, kann der typische statistische Fehler der Laserleistung zu 0.5% angenommen werden. Eine weitere Fehlerquelle, welche zu einem systematischen Fehler führen kann, tritt auf, wenn der Laserstrahl nicht ideal senkrecht zur Streuebene linear polarisiert ist. Der austretende Strahl wird mittels eines Brewster-Fensters linear polarisiert. Da der Laser aufgrund seiner Größe und Masse nur sehr unhandlich zu justieren ist, wurden, nachdem er auf eine optimale Ausleuchtung des Streuzentrums justiert war, eventuelle Polarisationsfehler durch ein nachgeschaltetes Polarisationsprisma vom Typ Glan-Thompson beseitigt. Messungen zeigten, daß der Fehler im Polarisationsgrad des Laserstrahls danach kleiner als 0.01% war und der Polarisationswinkel im Rahmen der Meßgenauigkeit exakt senkrecht zur Streuebene stand. Eine Strahlversetzung durch das Polarisationsprisma trat nicht auf.

### 7.3.2. Die Pockelszelle

Wenn man davon ausgeht, daß die bei der Kalibrierung einmal eingestellten Vor- und  $\lambda/2$ -Spannungen und die Justierung der Pockelszelle in der Folgezeit nicht mehr verändert wurden, sind hier als einzige Fehlerquellen Schwankungen in den Versorgungsspannungen zu erwarten. Driften in der Spannungsversorgung waren nach einer Warmlaufphase von 20 Minuten nicht mehr zu beobachten. Messungen ergaben, daß kurzzeitige Schwankungen in den Versorgungsspannungen unter 0.2 V lagen. Die Differenzen zwischen Vorspannung und  $\lambda/2$ -Spannung lagen zwischen 197 V im blauen und 274 V im roten Wellenlängenbereich. Da diese Spannungsdifferenzen eine Phasenverschiebung von  $\delta = 180^\circ$  hervorrufen, bedingt eine Schwankung von 0.2 V eine Phasendifferenz von  $0.13^\circ$ - $0.18^\circ$ . Diese hat eine unerwünschte Kreuzpolarisationskomponente K von  $K = l_a \tan \delta$  zur Folge. Normiert man den linearen Polarisationsgrad  $l_a$  zu 1, so erhält man für K Werte zwischen 0.2% und 0.3%.

### 7.3.3. Die Detektoren

Eine weitere Quelle für Fehler sind die Photomultiplier und die nachgeschalteten Verstärker. Im Prinzip bilden Photomultiplier und Verstärker eine Einheit. Dennoch ist es wichtig, das Verhalten der einzelnen Komponenten zu untersuchen. Hierzu wurden die Photomultiplier anstelle der in der elektronischen Werkstatt des Instituts für Experimentalphysik hergestellten Verstärker mit käuflichen Lock-In-Verstärkern der Marke ITHACO betrieben.

Eine erste Fehlerquelle ist die Spannungsversorgung (EMI Typ PM28B) der Photomultiplier. Diese haben laut Herstellerangaben eine Stabilität von 10 ppm für 10% Netzschwankung und ein Rauschen von 2mV Spitze-Spitze. Dies fällt somit nicht ins Gewicht. Eine weitere Fehlerquelle ist darin begründet, daß für verschieden große und helle Teilchen die Versorgungsspannung von Zeit zu Zeit verändert werden mußte. Hierbei ist es wichtig, die Einstellgenauigkeit der Netzteile zu kennen. Sie liegt bei 150 mV. Dies macht bei einer minimalen Versorgungsspannung von 550 V einen Fehler von unter 0.3%. Auch

Driften, die auf zeitlichen Effekten und Temperaturänderungen beruhen, liegen unter 100 ppm.

Im folgenden wurde das Verhalten der Photomultiplier untersucht. Dunkelstrommessungen ergaben, daß im benutzten Spannungsbereich der Dunkelstrom  $I_d$  zwischen 0.04 und 1 nA lag. Die beiden benutzten Multiplier unterschieden sich hierbei um einen Faktor 2 (bei Raumtemperatur). Eine zeitliche Veränderung des Dunkelstroms konnte nicht festgestellt werden. Tests über die Linearität der Verstärkung in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung und der eingestrahlten Intensität ergaben eine gute Linearität (siehe 7.1.4.).

#### 7.3.4. Tests zur Fehlerbetrachtung des gesamten Systems.

Hierzu wurde ausgenutzt, daß die Ring-Elektroden der Streukammer auch dann, wenn sich kein Teilchen im Streuvolumen befindet, von gebeugten Anteilen des einfallenden Strahls getroffen werden und Licht zum Detektor streuen. Verändert man die mechanische Konfiguration nicht und mißt bei einem festen Streuwinkel und unter den ansonsten gleichen Bedingungen wie bei Messungen an Teilchen das gestreute Licht, so kann man hieraus den statistischen Fehler des gesamten Experiments bestimmen. Die folgende Tabelle zeigt die auf diese Weise erhaltenen prozentualen Fehler der Einzelmessungen (Jeder Wert beruht auf 33 Messungen, da dieses der Meßdauer für eine Wellenlänge entspricht.)

| Wellenlänge | Standardabweichung des einzelnen Meßwerts |                  |                  |                  |
|-------------|-------------------------------------------|------------------|------------------|------------------|
|             | $\sigma(M_{11})$                          | $\sigma(M_{12})$ | $\sigma(M_{21})$ | $\sigma(M_{22})$ |
| 647.1 nm    | 3.8%                                      | 1.3%             | 2.4%             | 3.3%             |
| 568.2 nm    | 1.9%                                      | 1.2%             | 0.6%             | 2.1%             |
| 520.8 nm    | 1.8%                                      | 2.1%             | 1.4%             | 2.0%             |
| 476.2 nm    | 2.9%                                      | 0.5%             | 1.9%             | 1.9%             |

### 7.3.5. Fehler des Eichwertes

Die in der obigen Tabelle aufgeführten Fehler gehen sowohl in die Meßwerte jedes untersuchten Teilchens ein, als auch in die Eichwerte (Glg. 7.1). Für die folgende Betrachtung wird der relative Fehler der Einzelmessung zu 3% angenommen. In Gleichung (7.1) geht die Summe der Differenzen der Logarithmen von  $i_{ij}(\theta)$  und  $M_{ij}(\theta)$  ein. Der Fehler dieser Summe ist gleich dem mittleren Fehler der Einzeldifferenzen.

$$\text{Es sei :} \quad \Sigma = |\log(M_{ij}(\theta)/i_{ij}(\theta))|$$

Dann beträgt der Fehler  $\sigma_{\Sigma}$  :

$$\sigma_{\Sigma} = \left[ (-1/(M_{ij} \ln 10))^2 \cdot \sigma_{M_{ij}}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.5)$$

Der Gesamtfehler von  $\delta_1(\lambda)$  ergibt sich demnach zu:

$$\sigma_{\delta_1} = \left[ (-1/(N \cdot M_{ij})) \cdot 10^{\Sigma/N} \cdot \sigma_{M_{ij}}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.6)$$

Dies entspricht einem prozentualen Fehler von 0.1%.

### 7.3.6 Fehler bei der Anpassung an andere Photomultiplierspannungen und Laserleistungen

Bei der Anpassung der aktuellen Meßwerte an die Bedingungen, welche bei der Eichmessung geherrscht haben, wird, wie man in Gleichung (7.3) sieht, der Quotient zweier Meßwerte gebildet. Hieraus läßt sich nach der Fehlerfortpflanzung der Fehler von  $\delta_2(\lambda)$  berechnen. Die  $M_{ij}(\lambda, \theta, P_1, U_{PM})$  aus Gleichung (7.3) sind verkürzt  $M_1$  und  $M_2$  genannt.

$$\sigma_{\delta_2} = \left[ (1/M_2)^2 \cdot \sigma_{M_1}^2 + (-M_1/M_2^2)^2 \cdot \sigma_{M_2}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.7)$$

Der resultierende Fehler ist typisch kleiner als 5%.

### 7.3.7 Fehler der Elemente der Streumatrix

Alle bisher beschriebenen Fehler gehen schließlich in die Berechnung der Elemente der Streumatrix ein. Die Gleichung (7.4) zur Berechnung der Streufunktion ist hier aus Gründen der Übersichtlichkeit noch einmal aufgeführt:

$$i_{ij}(\lambda, \theta) = \delta_1(\lambda) \cdot \delta_2(\lambda) \cdot M_{ij}(\lambda, \theta, P_{12}, U_{PM2}) \quad (7.4)$$

Der hierzu gehörige Fehler errechnet sich zu:

(7.8)

$$\sigma_{i_{ij}} = \left[ (\delta_2 \cdot M_{ij})^2 \cdot \sigma_{\delta_1}^2 + (\delta_1 \cdot M_{ij})^2 \cdot \sigma_{\delta_2}^2 + (\delta_1 \cdot \delta_2)^2 \cdot \sigma_{M_{ij}}^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Hieraus resultiert ein typischer Fehler für die Elemente der Streumatrix von 5%. Am Beispiel der Abbildungen 7.2 und 7.3 ist zu sehen, daß die Abweichung zwischen Theorie und gemessenen Werten deutlich kleiner ist als der errechnete Fehler. Der hieraus resultierende Fehler von  $i_{ges}$  und der Polarisation ist in Anhang II beschrieben.

### 7.3.8. Sonstige Fehler

Ein systematischer Fehler bei der Messung kann auftreten, wenn sich das Teilchen nicht in der Mitte des Laserstrahls aufhält und so ein geringeres Streusignal erzeugt. Dieses Problem läßt sich nicht quantitativ, sondern nur mittels einer Plausibilitätsargumentation behandeln, da bei der Untersuchung der Kugeln, zu denen Vergleichsrechnungen möglich waren, dieser Effekt nicht auftrat. Desweiteren wurde das suspendierende Feld vor jeder Messung auf maximales Streusignal des Teilchens kontrolliert und nötigenfalls nachgeregelt. Veränderungen während einer Messung und statistische Schwankungen durch ein Oszillieren des Teilchens, hervorgerufen durch Luftbewegungen, lassen sich durch den fest eingebauten Photomultiplier nachweisen. Es stellte sich heraus, daß die Teilchensuspendierung am stabilsten war, wenn vor Beginn einer Messung das Labor verlassen wurde. Dieses war durch die weitgehende Automatisierung möglich.

Abschließend möchte ich noch eine Fehlerquelle erwähnen, auf die vom experimentellen Aufbau her kein Einfluß genommen werden kann. Bei der Berechnung der Albedo wird der geometrische Querschnitt des Teilchens benötigt. Dieser wird mittels des REM-Photos bestimmt. Da wie bereits in 6.1. erwähnt, von den Teilchen zumeist nur eine Photographie vorliegt, kann der Fehler, der hierbei gemacht wird, sehr groß sein. Eine Kontrolle ist aber dadurch gegeben, daß mehrere Teilchen eines Materials untersucht werden, die alle eine ähnliche Albedo haben sollten.

## 8. Meßergebnisse

### 8.1. Auswahl der Streukörpermaterialien

Die Anzahl der untersuchten Partikeln läßt sich in drei Gruppen aufteilen.

#### 1. Kugeln

Die Bestimmung der Streufunktion, Polarisierung und Farbe von Kugeln diente hauptsächlich der Eichung der Meßergebnisse. Darüber hinaus war es möglich, anhand von nicht idealen bzw. defekten Kugeln die Grenzen der Anwendbarkeit der Mie-Theorie zu überprüfen.

#### 2. Irdisches Material

Die hier zu untersuchenden Partikeln wurden derart ausgewählt, daß sie eine Verteilung aus möglichst unterschiedlichen Teilchen im Hinblick auf Brechungsindex, Form, Dichte und Oberflächenbeschaffenheit repräsentieren. Das Spektrum reicht von dielektrischen Teilchen wie Quarz über leicht absorbierende (Obsidiane, Flugasche, Andesit) bis zu stark absorbierenden wie Aktivkohle und Magnetit. Letzterer repräsentierte die Familie der nahezu metallischen Teilchen.

#### 3. Meteoritisches Material

Die zuletzt gemessenen Teilchen aus zermahlenen Proben der Meteorite Allende und Murchison sollten sicherstellen, daß mögliche signifikante Unterschiede zwischen den Streueigenschaften terrestrischer und extraterrestrischer Teilchen nicht übersehen werden.

Näheres zur Zusammenstellung von berechneten Modellgemischen für das Zodiakallicht und den Kometenstaub siehe Kapitel 9.1. bzw. 9.2.

**Kurz-Katalog der mit dem Bochumer  
Mehrfarben-Laser-Streuexperiment untersuchten Teilchen**

|                          | Anzahl | Größe / $\mu\text{m}$ |
|--------------------------|--------|-----------------------|
| 1. Kugeln                |        |                       |
| 1.1. Glaskugeln          | 10     | ca. 82                |
|                          | 10     | 18 - 99               |
| 1.2. Mehrfachkugeln      | 4      |                       |
| 1.3. nicht ideale Kugeln | 8      | 20 - 86               |
| 1.4. Polystyren-Kugeln   | 10     | 30 - 115              |
| 2. Aktivkohle            | 14     | 30 - 130              |
| 3. Flugasche             | 10     | 18 - 90               |
| 4. Quarz                 | 12     | 15 - 170              |
| 5. Montmorillonit        | 6      | 20 - 20               |
| 6. Andesit               | 9      | 20 - 45               |
| 7. Dolomit               | 4      | 30 - 120              |
| 8. Obsidian              | 9      | 25 - 220              |
| 9. Kaolin                | 4      | 30 - 45               |
| 10. Olivin               | 7      | 25 - 110              |
| 11. Kupfer               | 1      | 80                    |
| 12. Magnetit             | 7      | 14 - 60               |
| 13. Meteorit Murchison   | 11     | 15 - 110              |
| 14. Meteorit Allende     | 33     | 20 - 200              |

---

Tabelle 8.1: Übersicht über die mit dem Mehrfarben-Laser-Streuexperiment untersuchten Teilchen.

Ein ausführlicher Katalog der untersuchten Teilchen ist in Anhang III zu finden.

## 8.2. Darstellungsarten

### 8.2.1. Formen der Darstellung der Meßwerte

An dieser Stelle ist eine kurze Beschreibung der verschiedenen in den Kapiteln 8. und 9. auftretenden Diagrammtypen angebracht. Die häufigste Darstellung zeigt Streufunktion  $i(\theta)$  und Polarisationsgrad  $p(\theta)$  ( $-1 \leq p \leq 1$ ) als dimensionslose Größen wie in Abbildung 8.1 für das Beispiel des Magnesiumoxids abgebildet.

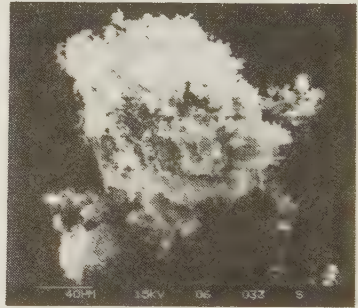
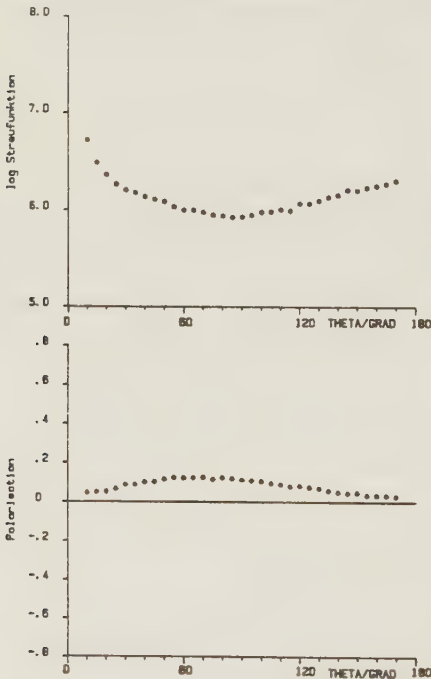


Abb. 8.1 Berechnetes Mittel von Streufunktion und Polarisation für ein Gemisches aus drei Magnesiumoxid-Teilchen.

Die Mittelung, die es erlaubt, die in Abbildung 8.1 gezeigte Streufunktion und Polarisation als repräsentativ für alle Magnesiumoxid-Teilchen im Größenintervall zwischen  $15 \mu\text{m}$  und  $200 \mu\text{m}$  zu betrachten, geht folgendermaßen vor sich:

Für alle untersuchten Teilchen gilt, daß sie während bei einem Streuwinkel gemessen wurde mehrfach um eine Achse

rotierte. Die Rotationsachse, welche durch die Feldkonfiguration senkrecht auf der Streuebenen steht (s. Kap. 6.2.3), führte darüberhinaus eine Taumelbewegung aus. Durch dieses Verfahren wurde eine mittlere Streufunktion eines Gemisches aus ähnlich großen, nahezu statistisch orientierten, unregelmäßigen Teilchen simuliert. Effekte, welche durch bevorzugte Orientierungen des Diopls in Feld erzeugt werden können, sind bei den hier untersuchten sehr unregelmäßigen Teilchen von untergeordneter Bedeutung. Darüberhinaus wurde für diese Abbildung über die differentiellen Streuquerschnitte  $\sigma(\theta, \lambda)$  aller untersuchten Magnesiumoxid-Teilchen gemittelt. Aus diesem mittleren Streuquerschnitt wurde die Streufunktion für die Wellenlänge  $\lambda = 550$  nm berechnet. Somit repräsentieren die Streufunktion wie auch die Polarisation das Streuverhalten eines Ensembles von Teilchen im untersuchten Größenbereich. Diese Art der Darstellung ist besonders gut geeignet, charakteristische Streueigenschaften zu verdeutlichen. Als Beispiel dafür, daß das Streuverhalten von unterschiedlich großen unregelmäßigen Teilchen, im Größenbereich der hier untersuchten Teilchen, qualitativ ähnlich ist, sind in Abbildung 8.2 Streufunktionen und Polarisationsgrade für je drei verschieden große Teilchen aus Montmorillonit und Aktivkohle gezeigt.

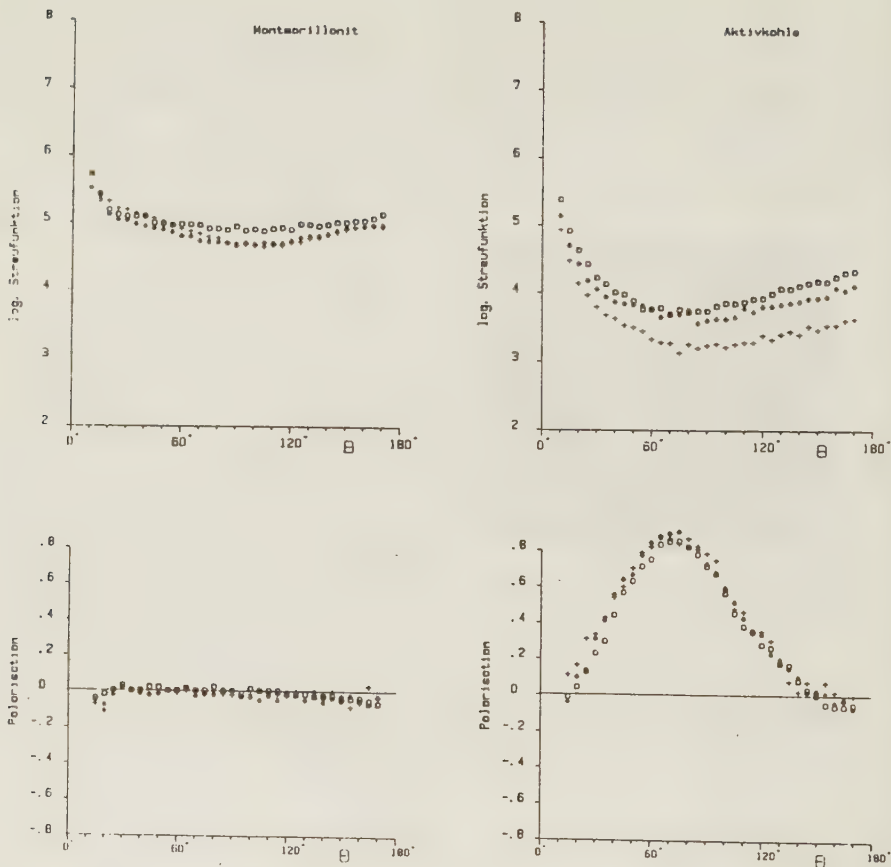


Abb. 8.2 Streufunktion und Polarisation für je drei Teilchen aus den Materialien Montmorillonit und Aktivkohle.

|   |                     |                      |
|---|---------------------|----------------------|
| + | 80*22 $\mu\text{m}$ | 38*31 $\mu\text{m}$  |
| o | 57*35 $\mu\text{m}$ | 129*88 $\mu\text{m}$ |
| * | 70*40 $\mu\text{m}$ | 95*67 $\mu\text{m}$  |

Um Streufunktionen verschiedener Materialien direkt vergleichen zu können, sind in einigen Abbildungen (z.B. Abb. 8.10) die Streufunktionen und Polarisierungen mehrerer Teilchengemische in ein Diagramm gezeichnet.

Sollen Farbeffekte gezeigt werden, so kann man eine Darstellung analog zu 8.1 wählen, bei der aber mehrere Wellenlängen in ein Diagramm gezeichnet werden. Dies ist in Abbildung 8.3 wiederum am Beispiel des Magnesiumoxids gezeigt.

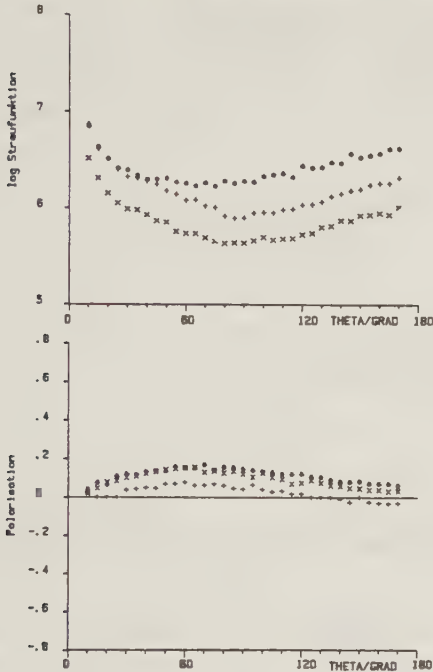


Abb. 8.3 Streufunktion und Polarisation jeweils des gleichen Magnesiumoxid-Teilchengemisches jedoch bei verschiedenen Wellenlängen: 476.2 nm (\*), 568.2 nm (+) und 647.1 nm (x).

Auf die Darstellung der Streueigenschaften bei  $\lambda = 520.8$  nm wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet, da diese Wellenlänge und die bei 568.2 nm sehr nah zusammenliegen und keine signifikanten Unterschiede auftraten.

Eine direktere Art der Darstellung wellenlängenabhängiger Effekte ist die, die Farbverhältnisse  $Y/B$  und  $R/Y$  wie in Abbildung 8.4 über den Streuwinkel aufzutragen (Definition siehe Kapitel 3.6).

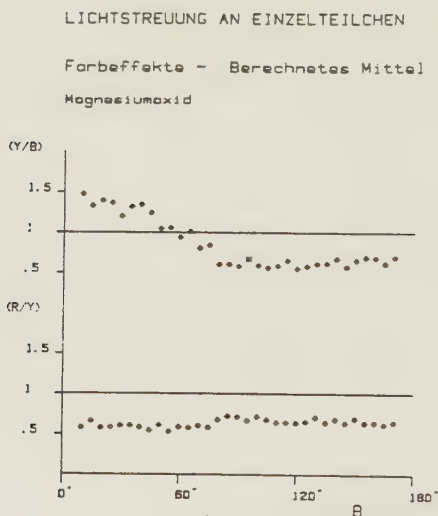


Abb. 8.4 Farbverhältnisse  $Y/B$  und  $R/Y$  für ein Gemisch aus Magnesiumoxid-Teilchen (gleiches Gemisch wie im Abb. 8.1)

In vielen Fällen sind Farbeffekte, anders als hier beim Magnesiumoxid, nur undeutlich zu erkennen. Eine Darstellung der Meßpunkte durch Symbole wie in Abbildung 8.4 ist dann für den Betrachter nur sehr mühsam auszuwerten. Dies ändert sich auch dann nicht, wenn die Datenpunkte durch Polygonzüge verbunden werden. Daher erscheint es sinnvoll, den grundsätzlichen Verlauf einer Streufunktion durch eine einfache analytische Funktion mit möglichst wenigen Parametern anzunähern.

### 8.2.2. Beschreibung durch Henyey-Greenstein-Funktionen

Ein Verfahren Streufunktionen durch wenige Parameter zu charakterisieren ist das Anpassen von Henyey-Greenstein-Funktionen. Diese Funktion wurde 1941 von L.G. Henyey und J.L. Greenstein eingeführt und wird zur Beschreibung von Streufunktionen häufig benutzt. Anwendungsgebiete sind: Beschreibung des Strahlungstransports in der Atmosphäre der Erde, in Planetenatmosphären (Tomasko et al. , 1978), die Beschreibung des Streuverhaltens der interstellaren Materie und von Reflexionsnebeln und des Zodiakallichts (Hong, 1985). Sie lautet:

$$h(g, \theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2 \cdot g \cdot \cos \theta)^{1.5}} \quad (8.1)$$

Hierbei ist  $g$  der sogenannte Asymmetrie-Parameter. Er ist definiert zu (Henyey und Greenstein, 1941):

$$g = \frac{\int_0^\pi I(\theta) \sin \theta \cos \theta \, d\theta}{\int_0^\pi I(\theta) \sin \theta \, d\theta} \quad \rightarrow \quad (0 \leq g \leq 1) \quad (8.2)$$

Abbildung 8.5 zeigt den Verlauf einer Henyey-Greenstein-Funktion (HGF) für die Asymmetrieparameter 0, 0.5, 0.85.

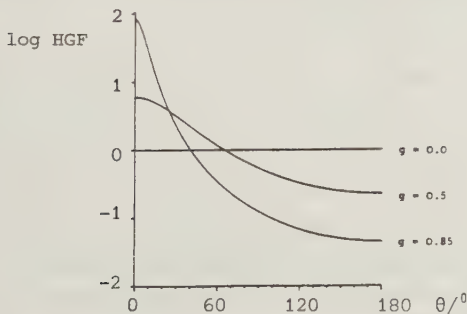


Abb. 8.5 Die Henyey-Greenstein-Funktion in Abhängigkeit vom Streuwinkel für die Asymmetrieparameter:  $g = 0, 0.5, 0.85$

Man sieht, daß die HGF den Verlauf einer monoton fallenden Streufunktion gut wiedergeben kann. Aber einen Anstieg der gestreuten Intensität, wie er insbesondere bei absorbierenden Teilchen für Streuwinkel über ca.  $100^\circ$  auftritt, ist mit ihr nicht darstellbar. Dieses Problem läßt sich durch Hinzufügen einer zweiten HGF lösen, bei der der Asymmetrieparameter  $g_2$  negativ ist ( $-1 \leq g_2 \leq 0$ ). Hieraus erhält man die kombinierte Henyey-Greenstein-Funktion zu:

$$h(\theta, g_1, g_2, f) = f \cdot h(g_1, \theta) + (1-f) \cdot h(g_2, \theta) \quad (8.3)$$

Hierbei ist  $f$  ein Gewichtungsfaktor, der das Verhältnis von Vorwärts- zu Rückwärtsstreuung regelt. Die Abbildung 8.6 zeigt drei Beispiele für Henyey-Greenstein-Funktionen für:

- I.  $f = 1.0$  ;  $g_1 = 0.85$  ;  $g_2 = 0.0$
- II.  $f = 0.0$  ;  $g_1 = 0.0$  ;  $g_2 = -0.8$
- III.  $f = 0.97$  ;  $g_1 = 0.85$  ;  $g_2 = -0.8$

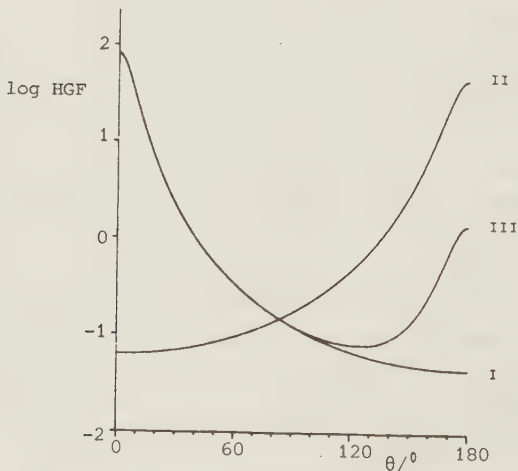


Abb. 8.6 Drei Beispiele für zusammengesetzte Henyey-Greenstein-Funktionen in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\theta$

### 8.2.3. Anpassen von Henyey-Greenstein-Funktionen an gemessene Streufunktionen

Die Bestimmung der Henyey-Greenstein-Koeffizienten zu jeder Streufunktion wurde nach dem Verfahren der kleinsten absoluten Abweichung durchgeführt. Die Anpassungen werden für die Streufunktionen  $i_1$  und  $i_2$  gesondert durchgeführt, um auch den Verlauf des Polarisationsgrades simulieren zu können. Die Asymmetrieparameter für den Vorwärts- ( $\theta \leq 90^\circ$ ) und den Rückwärtsstrebereich ( $\theta \geq 90^\circ$ ) werden getrennt berechnet, da der Einfluß von  $g_2$  auf den Bereich  $\theta < 90^\circ$  nicht signifikant ist. Das gleiche gilt analog für  $g_1$  und Streuwinkel  $\theta > 90^\circ$ . Zur Berechnung des Gewichtungsfaktor  $f$  stellte sich ein Verfahren als bestes heraus, welches ihn durch Vergleich der Werte für die Streuwinkelbereiche  $\theta_v = 10^\circ(5^\circ)40^\circ$  und  $\theta_r = 140^\circ(5^\circ)170^\circ$  berechnet. Es soll sein:

$$i(\theta_v)/i(\theta_r) = h(\theta_v)/h(\theta_r) \quad (8.5)$$

Aus den so berechneten Henyey-Greenstein-Koeffizienten läßt sich anschließend die Gesamtfunktion  $h(\theta, g_1, g_2, f)$  berechnen zu:

$$h(\theta) = h_1(\theta, g_{11}, g_{21}, f_1) + h_2(\theta, g_{12}, g_{22}, f_2) \quad (8.6)$$

Hierbei ist:  $g_{11}$  der Asymmetrieparameter  $g_1$  für  $i_1$   
 $g_{21}$  der Asymmetrieparameter  $g_2$  für  $i_1$   
 $f_1$  der Gewichtungsfaktor  $f$  für  $i_1$

Die Werte  $g_{12}$ ,  $g_{22}$ ,  $f_2$  sind analog für  $i_2$  zu wählen.

Die folgenden drei Abbildungen 8.7, 8.8 und 8.9 zeigen Streufunktionen mit ihnen angepaßten Henyey-Greenstein-Funktionen für die Wellenlänge 568.2 nm.

Hierbei wurden die Henyey-Greenstein-Funktionen für die Streufunktionen  $i_1$  bzw.  $i_2$  getrennt berechnet. Aus den so erhaltenen Funktionswerten wurde dann analog zu den Meßdaten die zugehörigen Polarisationsgrade berechnet. Diese geben Abweichungen der HGF von den Meßwerten besonders deutlich wieder.

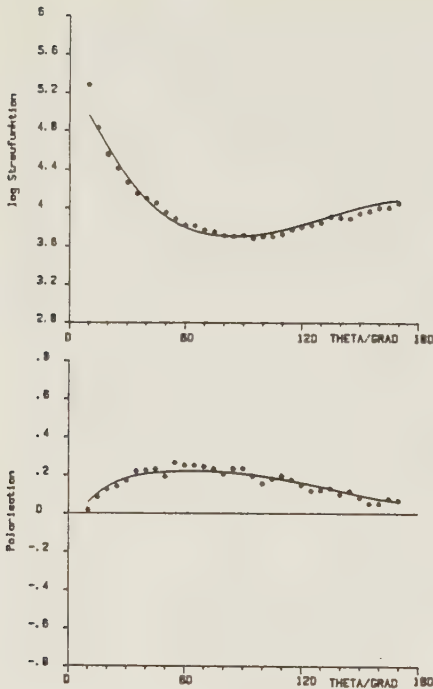


Abb. 8.7

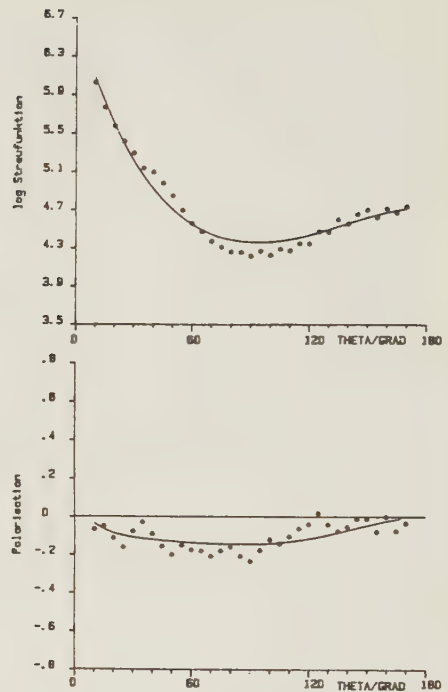


Abb. 8.8

Vergleich von Streufunktion und Polarisierung mit analytischen Funktionen, die aus angepassten Henyey-Greenstein-Funktionen für Gemische aus Matrixmaterial des Meteoriten Allende (8.7) und Olivin-Teilchen (8.8) berechnet wurden.

Die in Abb. 8.7 und 8.8 vorgestellten Henyey-Greenstein-Funktionen für rein dielektrische und leicht absorbierende Teilchen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Streufunktionen. Dies gilt auch für alle anderen Materialien aus diesem Bereich. Betrachtet man die Anpassung (Abb. 8.9) für das C-Residuum-Material des Meteoriten Allende, so sieht man, daß der Verlauf der Streufunktion sehr gut wiedergegeben wird, daß aber der Verlauf des Polarisationsgrades deutlich abweicht. Dies rührt daher, daß das

Minimum der Streufunktion  $i_2$  nicht erreicht wird (siehe Abb. 8.9 rechte Spalte).

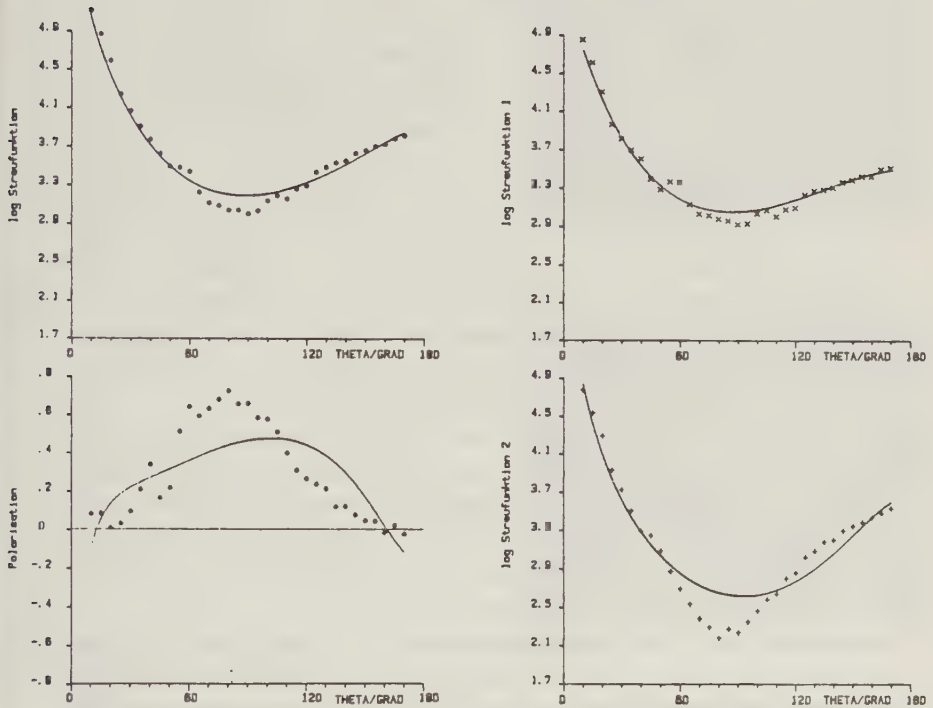


Abb. 8.9 Vergleich von Streufunktion und Polarisation mit analytischen Funktionen, die aus angepassten Henyey-Greenstein-Funktionen für Gemische aus C-Residuum-Material aus der Matrix des Meteoriten Allende berechnet wurden. Die rechts stehenden Teilabbildungen zeigen die an  $i_1$  und  $i_2$  angepassten Henyey-Greenstein-Funktionen.

Wie man aus den obenstehenden drei Abbildungen sieht, bietet die Henyey-Greenstein-Funktion eine gute Methode, Streufunktionen analytisch mit nur drei Parametern zu beschreiben. Bei der Parametrisierung des Polarisationsgrades können aber für stark absorbierende Materialien deutliche Fehler auftreten. Diese lassen sich umgehen, wenn man nur an begrenzten Bereichen der Streufunktion interessiert ist und optimale Anpassung ebendieser betreibt.

### 8.3. Einfluß des Brechungsindex

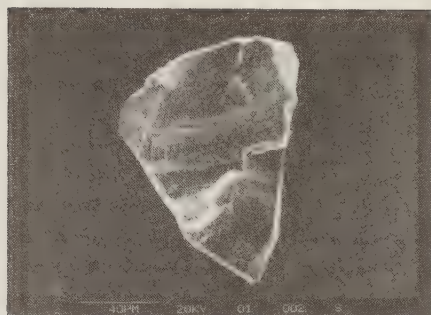
#### 8.3.1 Terrestrische Materialien

Die im folgenden gezeigten Streufunktionen, Polarisationsgrade und Farbeffekte sind, wie bereits in Kapitel 8.2. beschrieben, berechnete Mittel aus einzeln gemessenen Streufunktionen. Jede von ihnen repräsentiert ein polydisperses Gemisch aus Teilchen gleichen Materials im in Tabelle 8.1 angegebenen Größenintervall. Zusätzlich wurde für die Streufunktionen und die Polarisationsgrade, nachdem die differentiellen Streuquerschnitte berechnet waren, über die vier benutzten Wellenlängen gemittelt. Zieht man dies alles in Betracht, so kann man davon ausgehen, daß die untenstehenden Streufunktionen das Streuverhalten je eines Teilchentyps im Bereich des sichtbaren Lichtes repräsentieren.

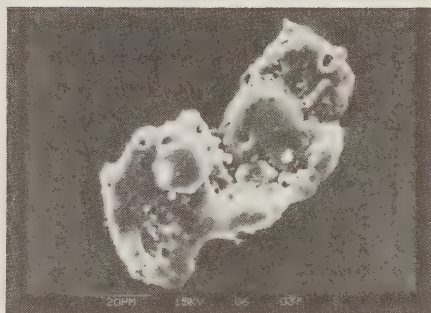
Bei der Untersuchung der den Streuprozess bestimmenden Parameter sei als erstes der Brechungsindex genannt. Die untenstehende Abbildung 8.10 zeigt drei Vertreter für rein dielektrische (Quarz,  $m=1.54-0.0i$ ), leicht absorbierende (Flugasche,  $m=1.55-0.01i$ ) und stark absorbierende (Aktivkohle,  $m=1.59-0.66i$ ) Materialien.

Betrachtet man die Streufunktionen, so sieht man für das Quarzgemisch einen stetigen Abfall in dem Streuwinkelbereich zwischen  $\theta=10^\circ$  und  $\theta\approx 90^\circ$ , bzw. einen isotropen Verlauf für Streuwinkel  $\theta > 90^\circ$ . Der Polarisationsgrad ist nahezu neutral mit einem leicht positiven Bereich von ca. 10% für den mittleren Streuwinkelbereich ( $70^\circ \leq \theta \leq 125^\circ$ ). Im Vergleich hierzu zeigt die Streufunktion für die Partikeln aus Flugasche demgegenüber einen steileren Abfall für Streuwinkel  $\theta < 30^\circ$ , ein Minimum bei ca.  $90^\circ$  und dann, für darüberhinaus wachsende  $\theta$  einen Anstieg der Streufunktion um einen Faktor 2. Der Polarisationsgrad ist deutlich positiver. Er steigt zwischen  $\theta \approx 15^\circ$  und  $55^\circ$  auf ca. 20% an und hat ein nur schwach ausgebildetes Maximum von 25% bei einem Streuwinkel  $\theta \approx 75^\circ$ . Im Bereich weiter ansteigender Streuwinkel fällt die Polarisation kontinuierlich ab und erreicht ab  $\theta = 160^\circ$  negative Werte.

## Quarz



## Flugasche



## Aktivkohle

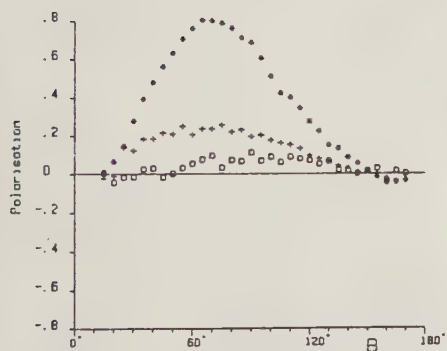
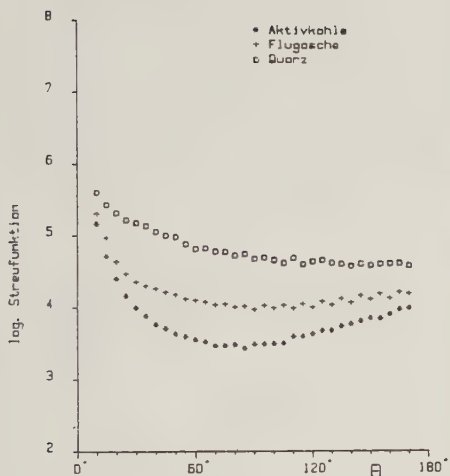
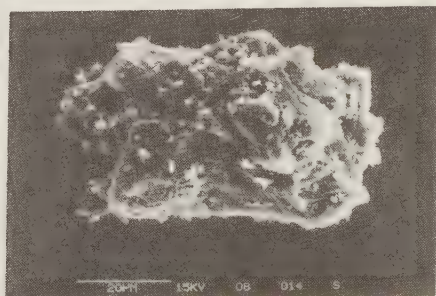


Abb. 8.10 Streufunktion und Polarisation von berechneten  
Gemischen aus: Quarz o  
Flugasche +  
Aktivkohle \*

Die Photographien zeigen typische Teilchen jedes  
Materials. (Beschreibung der einzelnen Teilchen,  
siehe Anhang III)

Die Aktivkohle zeigt ähnliche Charakteristika wie die Flugasche, nur sind sie weitaus deutlicher. Die Streufunktion fällt im Vorwärtsstrebereich ( $10^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$ ) um den Faktor 30 ab (Quarz: 5; Flugasche: 15), hat ein deutliches Minimum bei einem Streuwinkel von ca.  $75^\circ$  und steigt dann bis  $\theta = 170^\circ$  um einen Faktor 4 an. Die Polarisation ist extrem positiv. Sie steigt zwischen  $\theta = 10^\circ$  und  $\theta = 65^\circ$  von Null auf über 80% an, hat dort ein eindeutiges Maximum und fällt dann auf Werte um 0%, bei einige Individuen dieser Gruppe erreicht die Polarisation negative Werte.

Vergleicht man die Verläufe der Farbverhältnisse Y/B und R/Y für diese drei Materialien, so zeigen sich deutliche Unterschiede. Während Y/B bei Quarz bis auf den Bereich  $\theta < 40^\circ$  kleiner eins, und somit blau-verschoben ist, ist es bei den anderen Proben  $> 1$ , rot-verschoben.

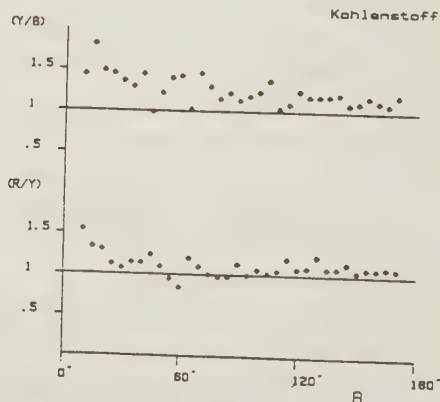
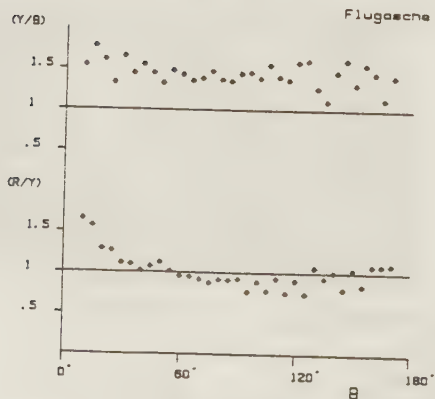
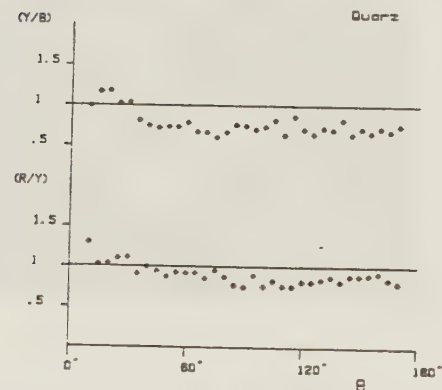


Abb. 8.11 Die Farbverhältnisse Y/B und R/Y als Funktion des Streuwinkels für die gleichen Teilchengemische wie in Abbildung 8.10.

Im Vergleich dazu ist der Verlauf von R/Y bei allen Proben weniger verfärbt. Vergleicht man Streufunktion, Polarisation und die Farben der Quarzteilchen mit denen des Dolomit (nicht abgebildet), zeigen sich ähnliche Verläufe.

Einen Hinweis darauf, daß Materialien mit ähnlichen Brechungsindizes deutlich unterschiedliche Streuverhalten zeigen können, ist am Beispiel des Olivins  $(\text{Mg,Fe})_2[\text{SiO}_4]$  gezeigt.

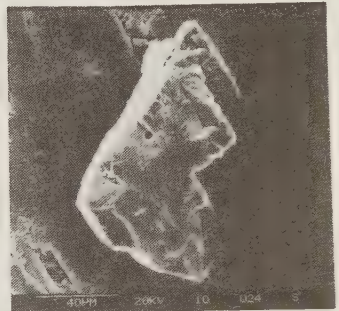
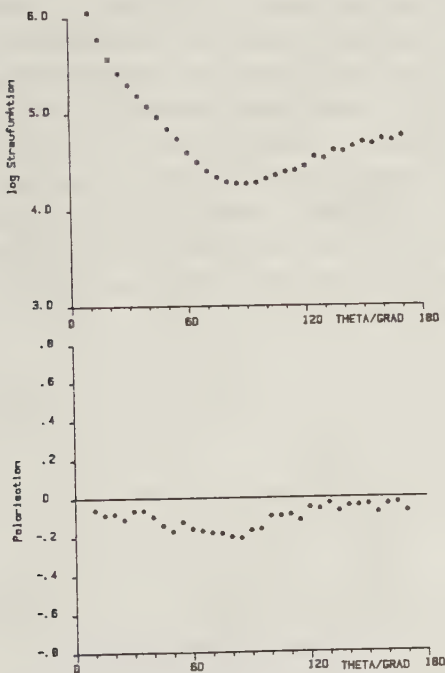


Abb. 8.12 Streufunktion und Polarisation eines berechneten Gemisches von Olivin-Teilchen (25 - 110  $\mu\text{m}$ ). Die Photographie zeigt ein typisches Teilchen dieses Materials. (Beschreibung der einzelnen Teilchen, siehe Anhang III)

Der Olivin hat im sichtbaren Licht einen Brechungsindex von ca. 1.675-0.0i (Huffman & Stapp, 1973) und gehört somit zu den rein dielektrischen Materialien. Die Form und Oberflächenbeschaffenheit ähnelt der der Quarzteilchen.

Vergleicht man die Streucharakteristika, so sieht man ein deutlich anderes Verhalten. Die Streufunktion hat ein deutliches Minimum bei  $\Theta = 80^\circ$  und steigt zu wachsenden Streuwinkeln um einen Faktor 3 an. Dies ähnelt einem leicht absorbierenden Material. Aber der Verlauf des Polarisationsgrades hat weder Ähnlichkeit mit dem von Quarz, noch von leicht absorbierenden Teilchen. Er ist durchwegs negativ und hat ein ausgeprägtes Minimum bei  $\Theta = 80^\circ$ .

Die folgenden Abbildungen zeigen die Henyey-Greenstein-Funktionen für jeweils drei Wellenlängen ( $\lambda = 476\text{nm}$ ,  $568\text{nm}$  und  $647\text{nm}$ ), aufgetragen über den Streuwinkel  $\Theta$ . Die Abszisse ist in willkürlichen logarithmischen Einheiten gewählt. Die H-G-Funktionen sind an die absoluten Höhen der zu repräsentierenden Streufunktionen angepaßt. Abbildung 8.13 zeigt die H-G-Funktionen für Quarz. Deutlich zu sehen ist ein Steiler-Werden des Anstiegs zu kleinen Streuwinkeln hin für die längeren Wellenlängen. Dies bedeutet für kleine Streuwinkel ( $\Theta < 20^\circ$ ) eine Rotfärbung des gestreuten Lichts. Der Asymmetriefaktor  $g_2$  spielt hier keine Rolle.

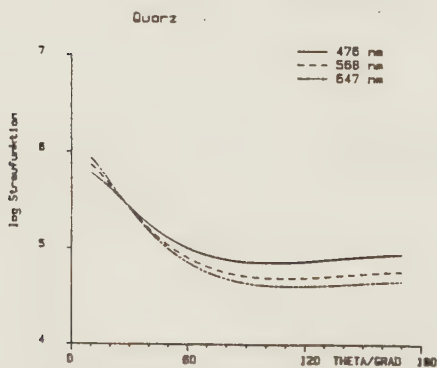
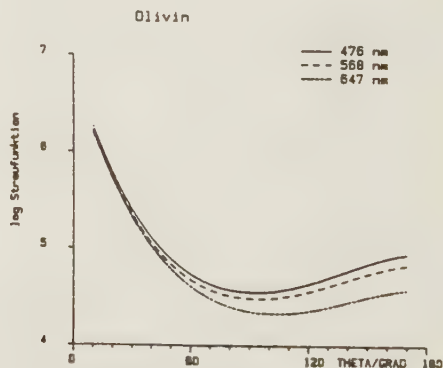


Abb. 8.13 Henyey-Greenstein Funktionen bei drei Wellenlängen für das Gemisch aus Quarz-Teilchen von Abb. 8.10



8.14 Henyey-Greenstein Funktionen bei drei Wellenlängen für das Gemisch aus Olivin-Teilchen von Abb. 8.12

Als weiteres Beispiel für dielektrische Materialien (Abb. 8.14) ist ein Gemisch aus sieben Olivin-Teilchen zu sehen. Im

Gegensatz zum Quarz sieht man hier einen deutlichen Anstieg der Streufunktion für den rückwärtigen Streuwinkelbereich. Gemeinsam ist bei beiden Materialien, daß sie im blauen Licht (476.2 nm) für Streuwinkel  $\theta > 60^\circ$  deutlich stärker streuen. Betrachtet man die REM-Aufnahmen von Teilchen aus diesen Materialien, so sieht man, daß beide kompakt und glattflächig mit nur leichten Rauigkeiten sind.

Vergleicht man dies mit dem Streuverhalten von Kaolin (Abb. 8.15) und Montmorillonit (Abb. 8.16), sieht man, daß hier das Licht der gelben Wellenlänge (568.2 nm) am stärksten gestreut wird. Auch ist der Abstand zwischen den Streufunktionen deutlich geringer und über nahezu den gesamten Streuwinkelbereich konstant.

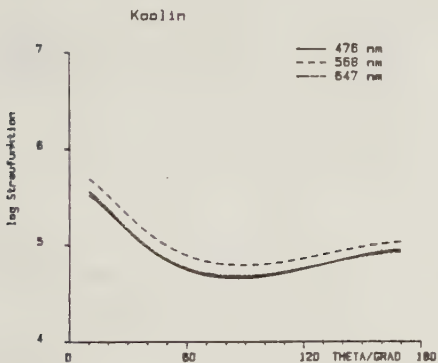
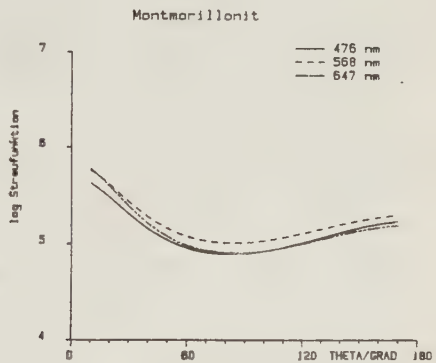


Abb. 8.15 Henyey-Greenstein Funktionen bei drei Wellenlängen für ein Gemisch aus Kaolin-Teilchen

(Beschreibung der einzelnen Teilchen, siehe Anhang III)



8.16 Henyey-Greenstein Funktionen bei drei Wellenlängen für ein Gemisch aus Montmorillonit-Teilchen

Die REM-Aufnahmen zeigen hier, daß diese Materialien, im Gegensatz zu Quarz und Olivin, sehr lose aufgebaut sind und eine äußerst starke Oberflächenrauigkeit aufweisen. Es liegt somit nahe, die unterschiedlichen wellenlängenabhängigen Streucharakteristika dem strukturellen Aufbau zuzuordnen. Es fließen aber auch Materialeigenschaften in die Streucharakteristika ein. Während die Quarz-Probe auch in größeren Mengen

für das menschliche Auge farblos ist, zeigt der Olivin (wie der Name schon sagt) in der Regel eine olivgrüne Farbe. Dies ist ein Indiz dafür, daß der Imaginärteil des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei Olivin einen anderen Verlauf zeigt, als beim Quarz, obschon beide Materialien nahezu rein dielektrisch sind.

Geht man nach diesen rein dielektrischen Materialien über zu mäßig bis stark absorbierenden, so stellt man für Flugasche (Abb. 8.17) und Aktivkohle (Abb. 8.18) ähnliche Verläufe fest. Während diese Materialien im gelben (568.2 nm) und roten (647.1 nm) Licht ähnlich stark streuen, ist ihre Streueffektivität im blauen deutlich geringer.

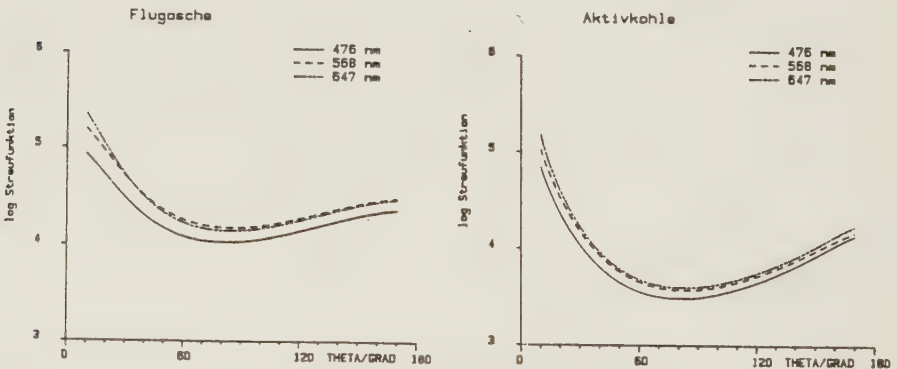


Abb. 8.17 Henyey-Greenstein Funktionen bei drei Wellenlängen für ein Gemisch aus Flugasche-Teilchen

8.18 Henyey-Greenstein Funktionen bei drei Wellenlängen für ein Gemisch aus Aktivkohle-Teilchen

Allen gezeigten Materialien ist gemein, daß zu kleinen Streuwinkeln hin ( $\theta < 40^\circ$ ) die Streueffektivität um so höher wird, je länger die Wellenlänge wird (Rotfärbung). Dies läßt sich am deutlichsten zeigen, wenn man die Farbverhältnisse Y/B und R/Y über die Wellenlänge aufträgt.

In Abbildung 8.19 ist dies für a) Olivin, b) Montmorillonit c) Flugasche und d) Aktivkohle gezeigt. Man sieht hier noch deutlicher die oben beschriebenen Streueigenschaften (Olivin: Blaufärbung; Montmorillonit: Bevorzugung der gelben Wellenlänge; Flugasche und Kohlenstoff: neutral für R/Y, geringere Streueffektivität für 476.2 nm).

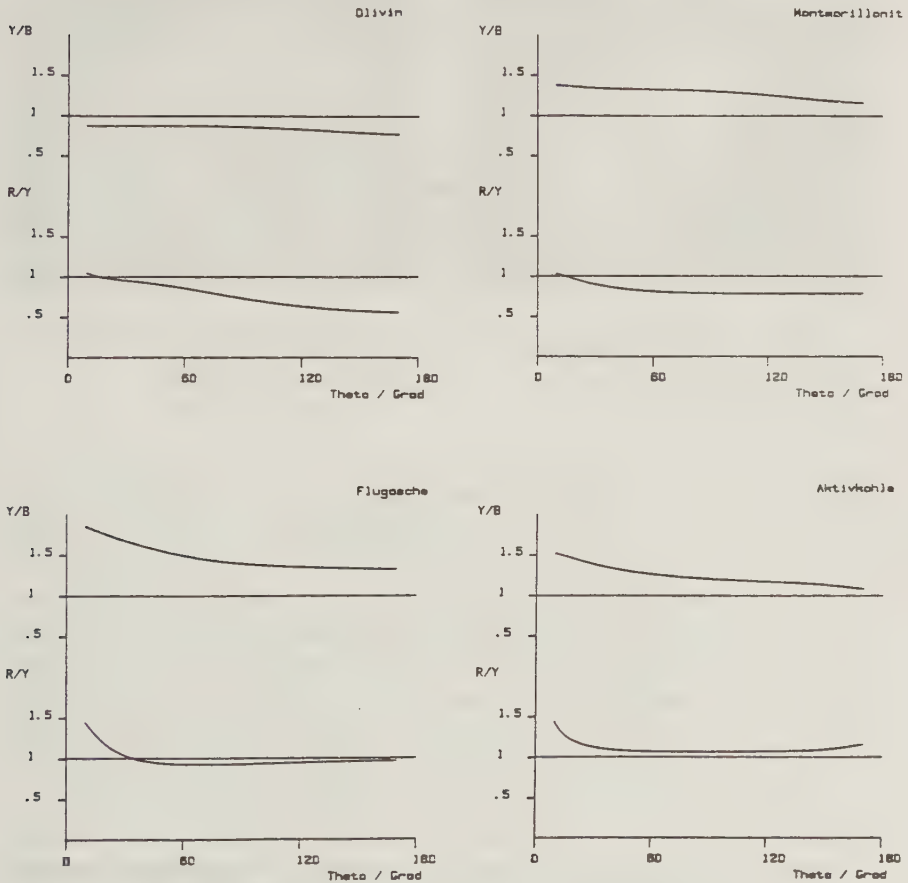


Abb. 8.19 Farbverhältnisse der Henyey-Greenstein-Funktionen für: a) Olivin, b) Montmorillonit, c) Flugasche und d) Aktivkohle.

### 8.3.2. Extraterrestrische Proben

Diese Beispiele für unterschiedlich absorbierende terrestrische Materialien werden in den folgenden Abbildungen mit den Streufunktionen meteoritischer Proben verglichen. In Abbildung 8.20 werden Streufunktion und Polarisation für vier mineralogisch unterschiedliche Proben aus dem Material des Meteoriten Allende (kohliger Chondrit Typ C3V) vorgestellt.

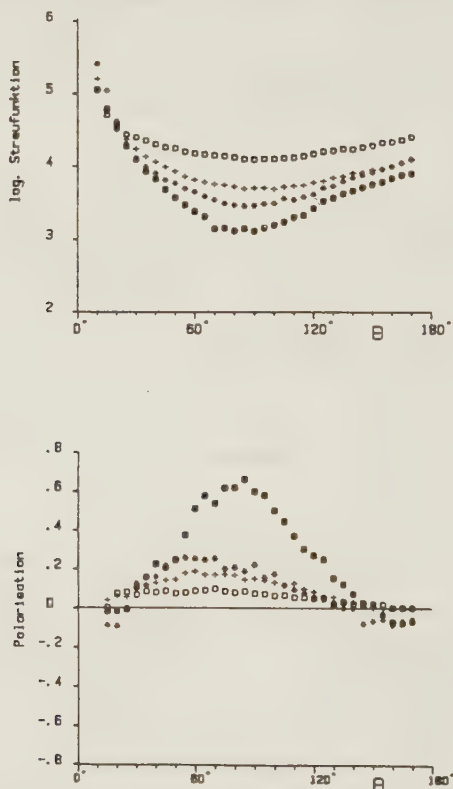


Abb. 8.20 Streufunktion und Polarisation berechneter Gemische von Teilchen des Meteoriten Allende aus:

- + Matrixmaterial
- hellen Einschlüssen
- \* dunklen Einschlüssen
- Kohlenstoff-Residuum (C-Residuum)

Die gemittelte Streufunktion der Matrixmaterialteilchen (Abb. 8.20) zeigt ein ähnliches Verhalten wie die Flugasche (Abb. 8.9), leicht positive Polarisation (Maximum von 25% bei  $\theta \approx 70^\circ$ ) und einen Anstieg der Streufunktion für  $\theta > 100^\circ$  um einen Faktor Zwei.

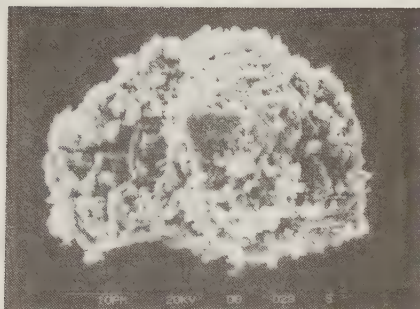


Abb. 8.21 Photographie eines typischen Teilchens aus Matrixmaterial des Meteoriten Allende.

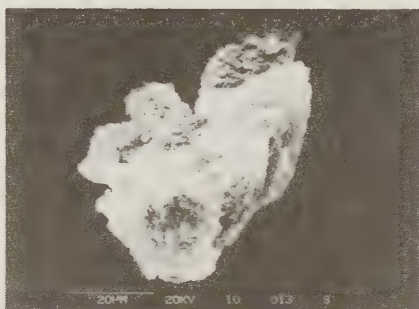


Abb. 8.22 Photographie eines typischen Teilchens aus C-Residuum des Matrixmaterials des Meteoriten Allende.

Da insbesondere das Material, welches man im Kometenstaub annimmt, wegen seiner sehr geringen Albedo einen deutlichen Anteil an Kohlenstoff zu haben scheint, wurde auch eine modifizierte Probe (Abb. 8.22) aus dem Matrixmaterial des Meteoriten Allende untersucht. Sie wurde derart behandelt (Ott et al. 1981, 1984), daß sie zu ca. 70% aus Kohlenstoff besteht (Ott, 1987 private Mitteilung). Vergleicht man das Streuverhalten dieser Probe mit dem der Aktivkohle, so sieht man, daß das Maximum des Polarisationsgrades (65%) nicht das der Aktivkohle (85%) erreicht, seine Lage bei einem Streuwinkel von ca.  $90^\circ$  liegt (Aktivkohle  $70^\circ$ ) und bis zu einem Streuwinkel von  $25^\circ$  die Polarisation neutral ist. Der Anstieg der Streufunktion von ihrem Minimum bei  $\theta = 85^\circ$  bis  $\theta = 170^\circ$  erreicht das 6-fache. Da Änderungen des Imaginärteils des Brechungsindex bei derart stark absorbierenden Materialien das Streuverhalten kompakter glattflächiger Körper nicht mehr

signifikant verändern (Mie-Theorie), müssen diese Unterschiede auf die Oberflächenbeschaffenheit zurückzuführen sein. Vergleicht man die Photographien von Aktivkohle (Abb. 8.10) und dem Allende-C-Residuum, so sieht man deutliche Unterschiede. Während die Aktivkohle eine extrem raue und zerklüftete Oberfläche hat, ist die der Allende-Probe zwar auch rau, aber die Kuppen sind eher abgerundet. Dies korrespondiert damit, daß der Kohlenstoff in kohligen Chondriten in einer eher pechähnlichen Konfiguration auftritt (Wänke, 1986 private Mitteilung)

Die Einschlüsse im Meteoriten Allende zerfallen in zwei Hauptgruppen, es gibt helle Einschlüsse und dunkle.

Die Teilchen, die aus den hellen Einschlüssen gewonnen wurden (Abb. 8.23), zeigen eine deutlich geringere Polarisation (10% maximal), aber einen ebenso starken Anstieg der Streufunktion für den Rückwärtsstreubereich. Vergleicht man die Farbverhältnisse, so sieht man für R/Y einen nahezu identischen Verlauf, während Y/B bei dem Matrixmaterial deutlich positiver (rotverschoben) ist.

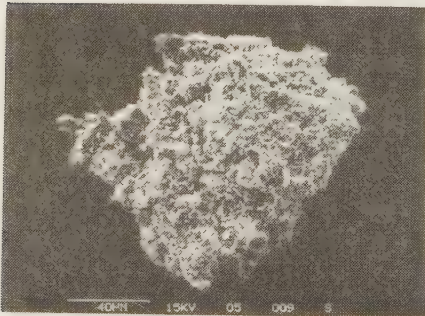


Abb. 8.23 Photographie eines typischen hellen Einschlussteilchens aus Material des Meteoriten Allende.

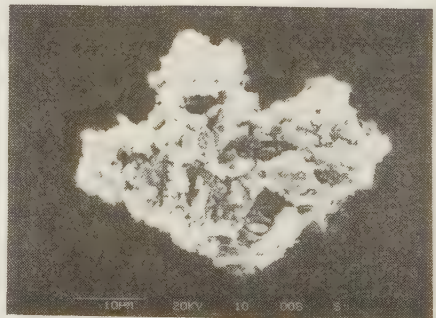


Abb. 8.24 Photographie eines typischen dunklen Einschlussteilchens aus Material des Meteoriten Allende.

Das Material, welches aus den dunklen Einschlüssen gewonnen wurde (Abb. 8.24), erscheint unter dem Lichtmikroskop ähnlich dunkel wie z.B. die Aktivkohle oder das C-Residuum. Betracht-

tet man die Streucharakteristika, so findet man bei der Streufunktion ein Minimum bei  $80^\circ$  und einen rückwärtigen Anstieg um einen Faktor 5. Die Polarisation hat ein Maximum von 30% bei einem Streuwinkel von  $\theta = 60^\circ$  und verläuft für  $\theta > 140^\circ$  im negativen Bereich.

Berechnet man zu diesen vier Materialien die angepaßten Henyey-Greenstein-Funktionen, wie dies in Abbildung 8.25 gezeigt ist, stellt man ein nahezu farbneutrales Streuverhalten fest.

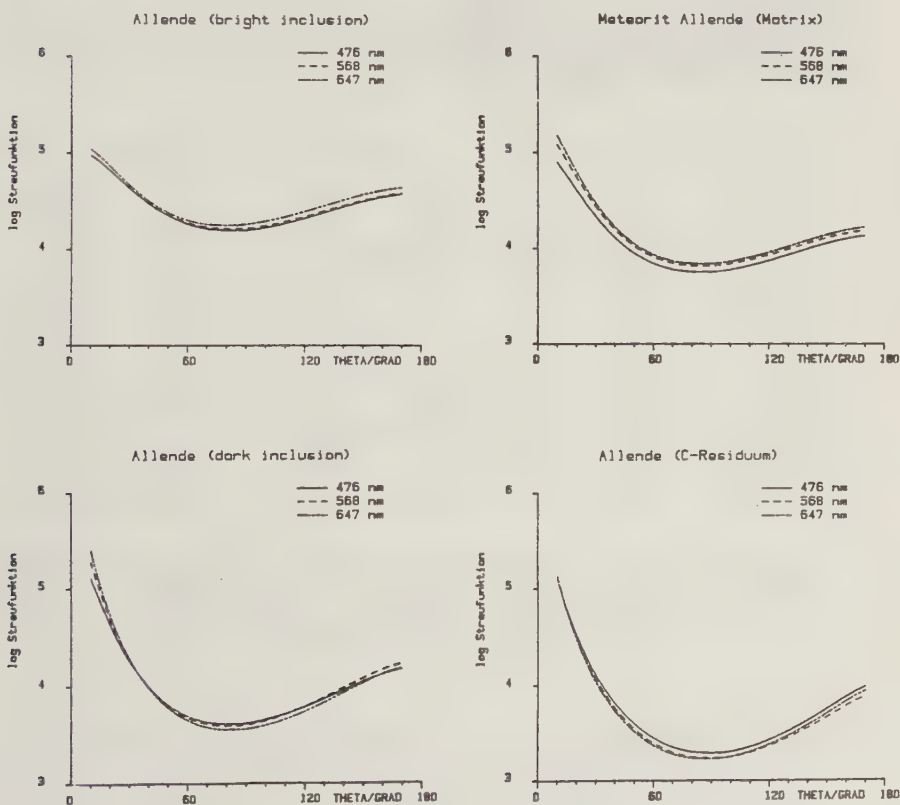


Abb. 8.25 Henyey-Greenstein-Funktionen der vier Proben aus Allende-Material bei verschiedenen Wellenlängen (a. heller Einschuß, b. Matrixmaterial, c. dunkler Einschuß, d. C-Residuum)

Doch auch hier zeigt sich eine Rotfärbung für kleine Streuwinkel. Hervorgerufen wird sie dadurch, daß die Steigung der Streufunktion im Vorwärtsstrebereich ( $\theta < 90^\circ$ ) um so größer wird, je länger die Wellenlänge ist. In dem untenstehenden Auszug aus der Tabelle in Anhang 4 sieht man, daß dieser Effekt allein durch  $i_1$  hervorgerufen wird. Für den Bereich  $\theta > 90^\circ$  ist kein eindeutiger Trend festzustellen. Weiterhin ist außer bei dem hellen Allende-Einschluß der  $f$ -Wert um so größer, je länger die Wellenlänge ist, und zwar sowohl für  $i_1$  als auch für  $i_2$ . Dies ist ein weiterer Hinweis dafür, daß für nahezu alle Materialien die jeweils längere Wellenlänge für kleine Streuwinkel stärker gestreut wird.

|                                           | $i_1$ | $g_1$ | $i_2$ | $i_1$ | $g_2$ | $i_2$ | $i_1$ | $f$ | $i_2$ |
|-------------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-----|-------|
| Meteorit Allende (Matrix)                 |       |       |       |       |       |       |       |     |       |
| 476 nm                                    | 0.87  |       | 0.89  | -0.27 |       | -0.33 | 0.505 |     | 0.565 |
| 568 nm                                    | 0.87  |       | 0.91  | -0.24 |       | -0.30 | 0.561 |     | 0.648 |
| 647 nm                                    | 0.89  |       | 0.91  | -0.28 |       | -0.33 | 0.629 |     | 0.681 |
| Meteorit Allende (heller Einschluß)       |       |       |       |       |       |       |       |     |       |
| 476 nm                                    | 0.76  |       | 0.82  | -0.26 |       | -0.26 | 0.338 |     | 0.299 |
| 568 nm                                    | 0.83  |       | 0.85  | -0.22 |       | -0.26 | 0.283 |     | 0.296 |
| 647 nm                                    | 0.86  |       | 0.86  | -0.21 |       | -0.24 | 0.332 |     | 0.346 |
| Meteorit Allende (dunkler Einschluß)      |       |       |       |       |       |       |       |     |       |
| 476 nm                                    | 0.91  |       | 0.90  | -0.38 |       | -0.42 | 0.701 |     | 0.730 |
| 568 nm                                    | 0.91  |       | 0.93  | -0.40 |       | -0.43 | 0.783 |     | 0.826 |
| 647 nm                                    | 0.91  |       | 0.93  | -0.38 |       | -0.45 | 0.905 |     | 0.870 |
| Meteorit Allende (Kohlenstoff aus Matrix) |       |       |       |       |       |       |       |     |       |
| 476 nm                                    | 0.80  |       | 0.83  | -0.33 |       | -0.45 | 0.658 |     | 0.722 |
| 568 nm                                    | 0.82  |       | 0.80  | -0.34 |       | -0.47 | 0.739 |     | 0.802 |
| 647 nm                                    | 0.85  |       | 0.80  | -0.31 |       | -0.48 | 0.750 |     | 0.827 |

Tabelle 8.1 Henyey-Greenstein-Koeffizienten für die Streufunktionen  $i_1$  und  $i_2$  von Proben aus Material des Meteoriten Allende.  
(Auszug aus der Gesamt-Tabelle in Anhang IV)

Als weiteres Beispiel für meteoritisches Gestein sind in Abbildung 8.26 Streukurven von Proben des Meteoriten Murchison (C2-Chondrit) dargestellt. Er gehört nach seinem Streuverhalten zur Klasse der stärker absorbierenden Materialien (Maximum der Polarisation ca. 60%, Anstieg der Rückwärtsstreuung um einen Faktor 5). Bemerkenswert ist weiter-

hin, daß bei den stark absorbierenden Teilchen der Polarisationsgrad für große Streuwinkel ( $\theta \geq 160^\circ$ ) negativ wird.

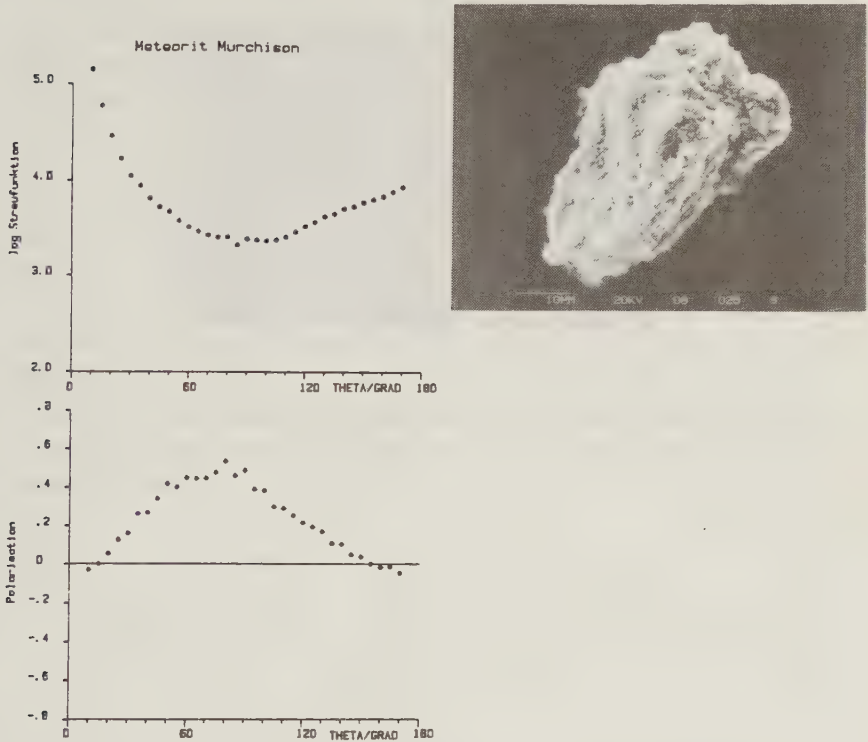


Abb. 8.26 Streufunktion und Polarisation eines berechneten Gemisches von Teilchen des Meteoriten Murchison. Die Photographie zeigt ein typisches Teilchen dieses Materials

Vergleicht man bei den bisher gezeigten Materialien die Streufunktionen bei den verschiedenen Wellenlängen miteinander, so zeigen sich keine signifikanten Unterschiede im Verlauf. Dies ist ein Indiz dafür, daß es sich um 'graue' Teilchen handelt, daß ihr Brechungsindex sich im untersuchten Bereich nicht sehr stark ändert. Als abschließendes Beispiel für ein Material, welches ein völlig anderes Verhalten zeigt, ist in Abbildung 8.27 das Streuverhalten des Minerals Dioptas

$(\text{Cu}_6[\text{Si}_6\text{O}_{18}] \cdot 6\text{H}_2\text{O})$ , einem intensiv smaragdgrün gefärbten Halbedelstein gezeigt.

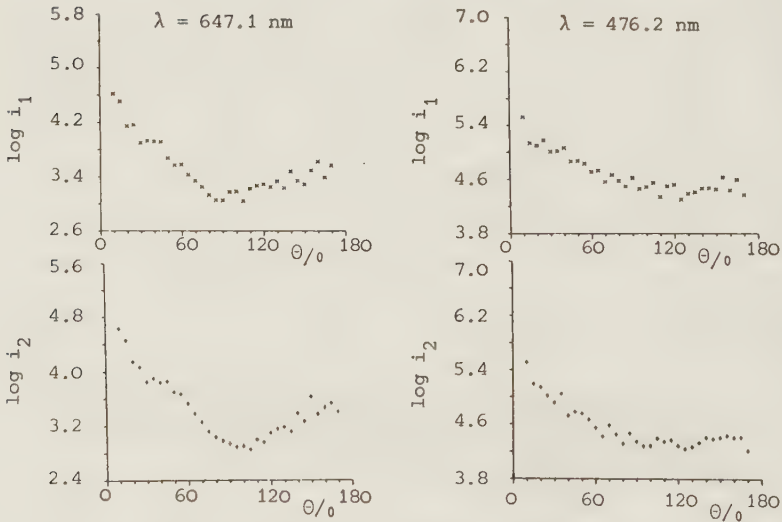
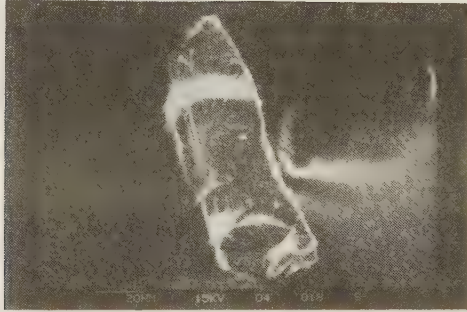


Abb. 8.27 Streufunktion 1 und Streufunktion 2 eines Dioptas-Teilchens mit einer Größe von ca.  $40 \times 35 \mu\text{m}$  bei den Wellenlängen 647.1 nm (a) und 476.2 nm (b). Teilabbildung (c) zeigt eine REM-Aufnahme des Teilchens.

Vergleicht man hier die beiden Streufunktionen, so sieht man unmittelbar, daß für die Wellenlänge des blauen Lichtes der Verlauf der Streufunktion sehr ähnlich dem des Quarzes (Abb. 8.9) ist, mit einem leichten Abfall für Streuwinkel  $\theta < 90^\circ$  und einem nahezu isotropen Verlauf für  $\theta > 90^\circ$ . Im Roten zeigt sich dahingegen ein Verlauf, der mehr dem leicht absorbierenden Teilchen entspricht. Hier sieht man ein Minimum der Streufunktion bei  $\theta = 85^\circ$  und für größer werdende Streuwinkel einen Anstieg der Streufunktion um den Faktor 3. Auch beim Vergleich der Polarisationen zeigt sich bei  $\lambda = 647.1 \text{ nm}$  ein leichtes Maximum bei  $\theta \approx 100^\circ$  bis  $110^\circ$ . Dioptas ist zwar mit Sicherheit kein wichtiger Bestandteil der Interplanetaren Staubwolke. Es gibt aber Einschlüsse in Chondriten, die intensiv gefärbte Mineralien enthalten. Das Beispiel 8.27 demonstriert, daß sich solche Farbeffekte aufgrund wellenlängenabhängigen Verhaltens des Brechungsindex auch anhand von photopolarimetrischen Messungen deutlich nachweisen lassen.

#### 8.4. Oberflächeneffekte

Ein weiterer für das Streuverhalten wichtiger Parameter ist die Oberflächenbeschaffenheit der Teilchen. Eine wichtige Quelle, die Aufschluß hierüber gibt, sind Arbeiten über photometrische und photopolarimetrische Messungen an ausgedehnten Oberflächen. Diese wurden an extraterrestrischen Körpern wie Planeten (Merkur; Mars, Dollfus und Deschamps, 1986), Monden (Erdmond; Jupitermonde) und Asteroiden (Dollfus, 1971; Chapman et al., 1975; McFadden et al., 1984) vorgenommen. Zum Zwecke der Interpretation werden auch im Labor an Oberflächen von meteoritischen (Gradie und Veverka, 1986), lunaren (Dollfus und Geake, 1977) und terrestrischen Proben polarimetrische Messungen durchgeführt. Einen wichtigen Beitrag zum Verständnis des Streuverhaltens von rauen Oberflächen lieferten auf der theoretischen Seite Wolff (1975, 1980, 1981) und auf der experimentellen Seite Geake et al. (1984). Vergleichsdaten für diese Arbeit waren einer Untersuchung des photopolarimetrischen Verhaltens von meteoritischen zu asteroidischen Oberflächen von Chapman und Salisbury (1973) zu entnehmen. In dieser Veröffentlichung wurden unter anderem auch Proben der Meteorite Allende und Murchison untersucht.

In der vorliegenden Arbeit traten in Andeutungen Einflüsse der Oberflächenbeschaffenheit auf das Streuverhalten bereits bei der Bestimmung der Streufunktionen von Glas- und Polystyren-Kugeln zu Eichzwecken (s.o.) auf. Als erstes Beispiel ist in Abb. 8.28 das Streuverhalten einer rauen Polystyren-Kugel mit einem Durchmesser von 34  $\mu\text{m}$  gezeigt. Vergleicht man hier die bei verschiedenen Wellenlängen aufgenommenen Streufunktionen (647.1 nm und 476.2 nm), so sieht man, daß der Einfluß auf den Gesamtintensitätsverlauf bei der kürzeren Wellenlänge (8.28b) deutlicher zu sehen ist. Insbesondere der Anstieg der Rückwärtsstreuung fällt hier deutlich geringer aus. Insgesamt gesehen ist es aber, betrachtet man das mit dem Raster-Elektronen-Mikroskop (REM) aufgenommene Photo des Teilchens, verwunderlich, daß die Streufunktion noch so deutlich an diejenige einer glatten Kugel erinnert.

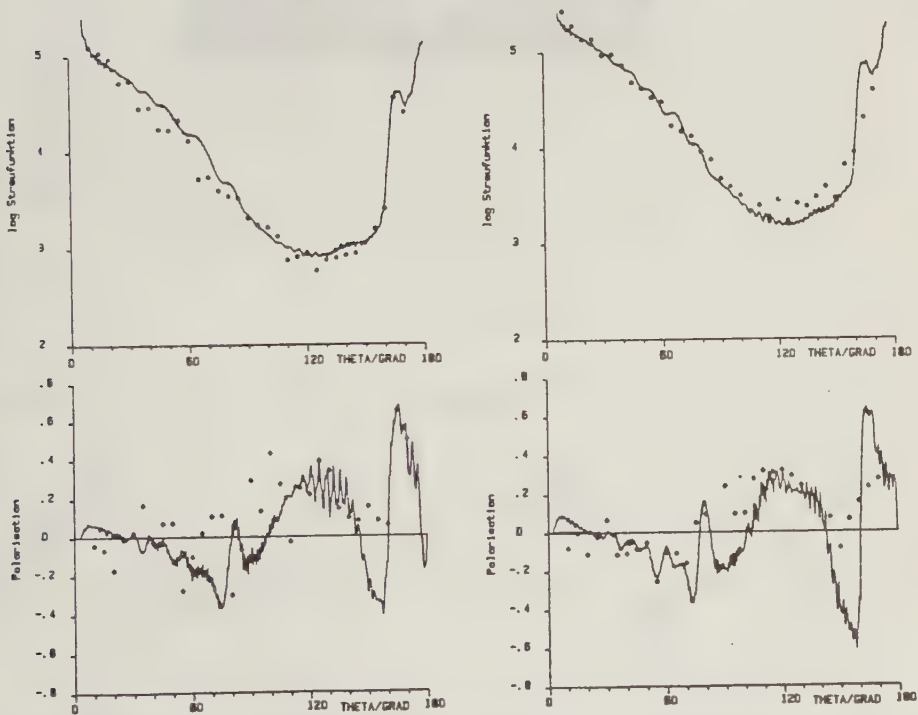
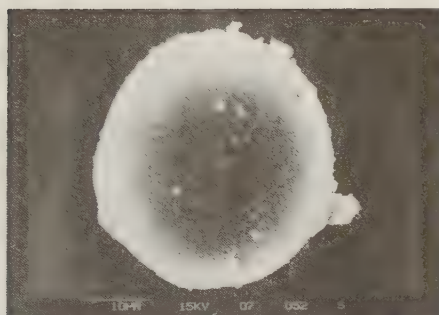


Abb. 8.28 Streufunktion, Polarisation und Photographie einer rauhen Polystyren-Kugel ( $d \approx 34\mu\text{m}$ ) bei den Wellenlängen 647.1 nm (a) und 476.2 nm (b). Die durchgezogene Linie zeigt die Streufunktion einer volumengleichen Kugel nach Mie.

Einen weiteren Fall für eine raue Kugeloberfläche zeigt Abbildung 8.29. Die hier abgebildete Polystyren-Kugel hat

einen Durchmesser von ca.  $71\text{ }\mu\text{m}$  und Rauigkeiten im Größenbereich zwischen  $5$  und  $10\text{ }\mu\text{m}$ , die deutlich größer als die Wellenlänge sind.

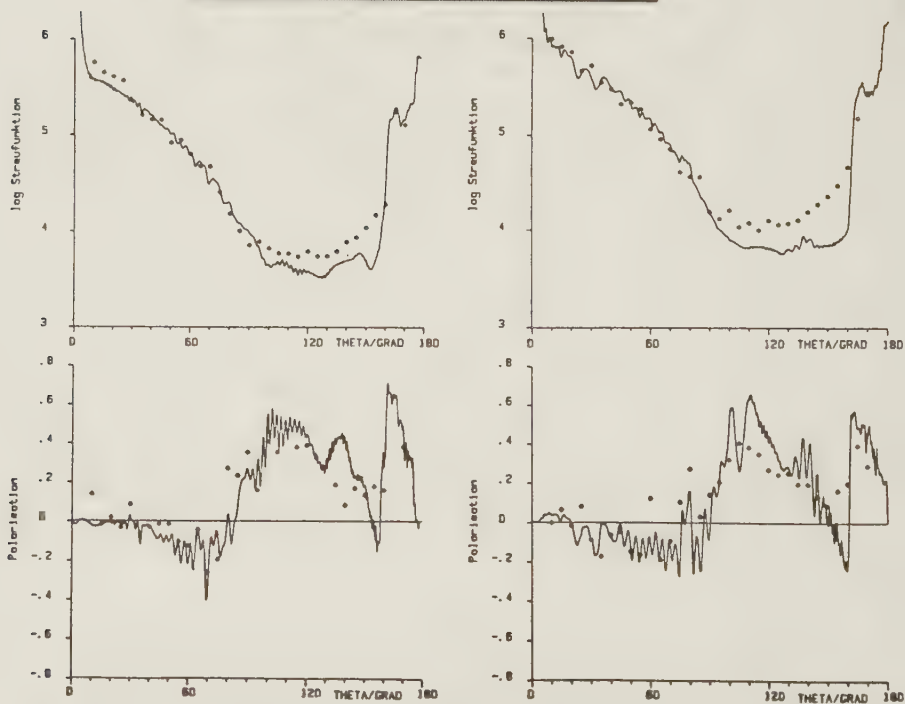
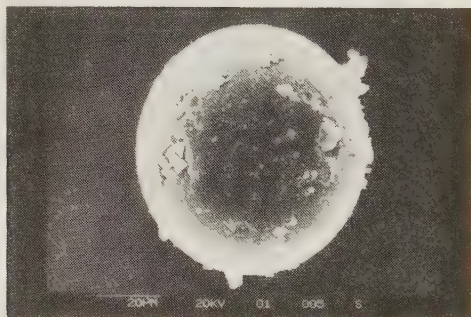


Abb. 8.29 Streufunktion, Polarisation und Photographie einer rauen Polystyren-Kugel mit einem Durchmesser von ca.  $71\text{ }\mu\text{m}$  bei den Wellenlängen  $647.1\text{ nm}$  (a) und  $476.2\text{ nm}$  (b). Die durchgezogene Linie zeigt die Streufunktion einer volumengleichen Kugel nach Mie.

Auch hier entsprechen die Verläufe von Streufunktion und Polarisation denen einer Mie-Funktion, nur sind hier die Bereiche geringer Streufunktionswerte deutlich aufgefüllt. Ebenso wie bei der vorigen Abbildung ist der Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit bei der roten Wellenlänge (8.29a) deutlich geringer als bei der blauen (8.29b). Hierbei ist sinnvoll zu testen, inwieweit das Streuverhalten bei Kugeln nicht nur auf der Rauhigkeit oder Glattheit beruht, sondern auch auf Deformationen von der idealen Kugelgestalt.

Abbildung 8.30 zeigt die Streufunktion einer leicht deformierten Polystyren-Kugel. Betrachtet man die REM-Aufnahme des Teilchens, so sieht man, daß ein Teil der äußeren Kugelschalen fehlt. Darüberhinaus sind nur sehr leichte Rauhigkeiten zu erkennen. Vergleicht man die Teilabbildungen (a) und (b) miteinander, so sieht man, daß hier die Abweichungen der Streufunktionen von der einer volumengleichen idealen Kugel in etwa gleich groß sind. Aber auch hier sind die Streufunktionen ähnlich denen einer Kugel.

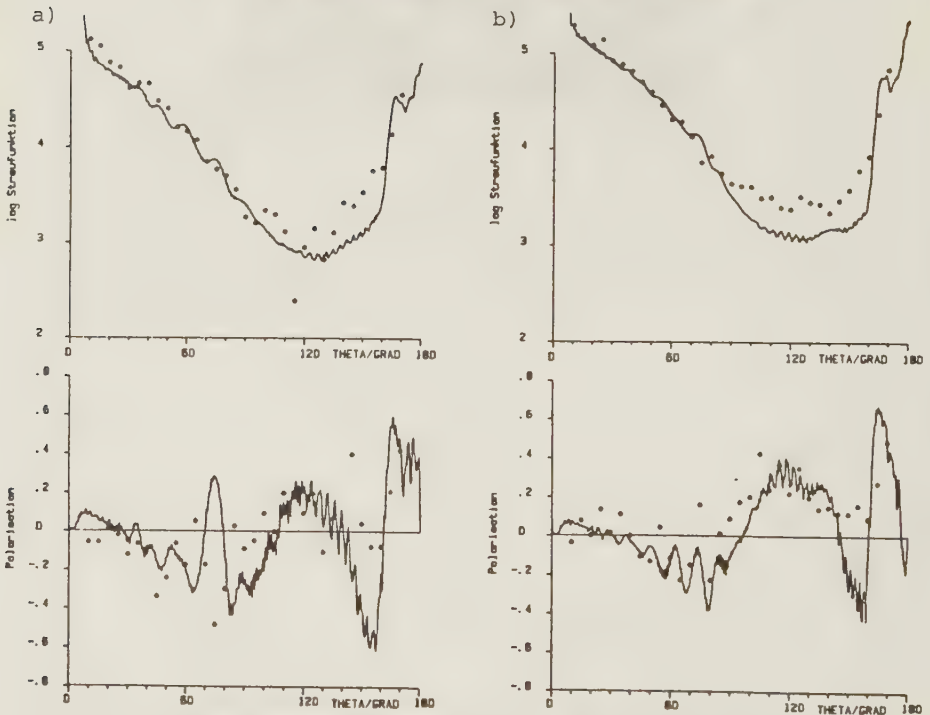
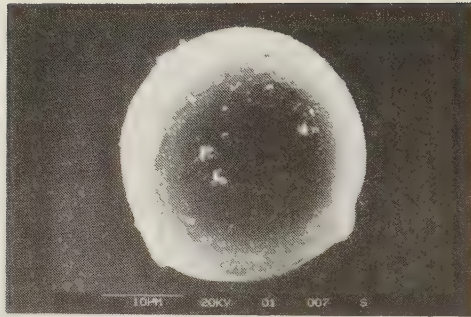


Abb. 8.30 Streufunktion, Polarisation und Photographie einer leicht deformierten Polystyren-Kugel mit einem Durchmesser von ca. 30  $\mu\text{m}$  bei den Wellenlängen 647.1 nm (a) und 476.2 nm (b). Die durchgezogene Linie zeigt die Streufunktion einer volumengleichen Kugel nach Mie.

Ein weiteres Beispiel für eine deformierte, aber glatte Kugel ist in Abbildung 8.31 zu sehen. Es zeigt das Streuverhalten einer leicht elliptischen Glaskugel (99  $\mu\text{m}$  x 93  $\mu\text{m}$ ).

Der Vergleich der gemessenen Streufunktionen mit denen einer volumengleichen Glaskugel zeigt, daß die Bereiche niedriger Streuintensität aufgefüllt werden und daß der Anstieg der Rückwärtsstreuung deutlich geringer ausfällt.

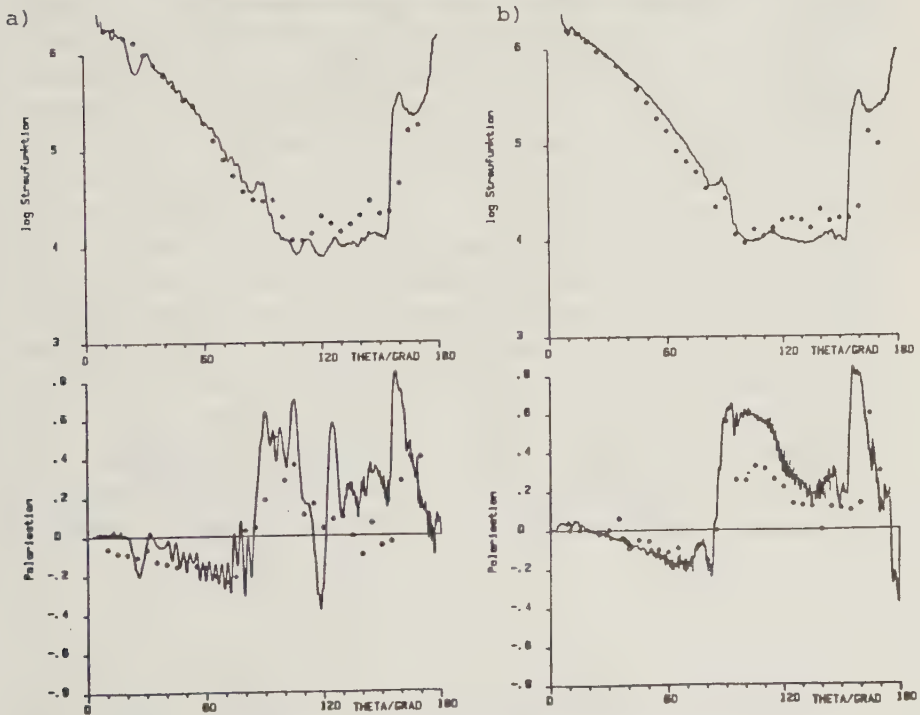
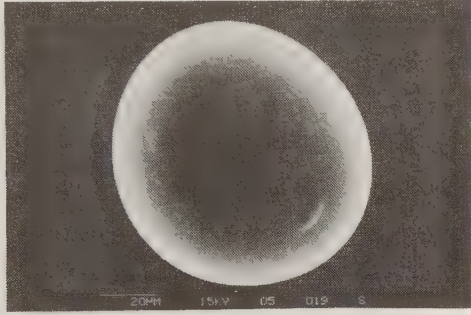


Abb. 8.31 Streufunktion, Polarisation und Photographie einer elliptischen Glaskugel mit  $D \approx 99 \times 93 \mu\text{m}$  bei den Wellenlängen 647.1 nm (a) und 476.2 nm (b). Die durchgezogene Linie zeigt die Streufunktion einer volumengleichen Kugel nach Mie.

Die untenstehende Abbildung 8.32 zeigt das Streuverhalten einer weiteren länglichen Glaskugel mit einem Durchmesser von ca.  $50\text{ }\mu\text{m}$  und einer nicht einheitlichen Oberflächenrauigkeit.

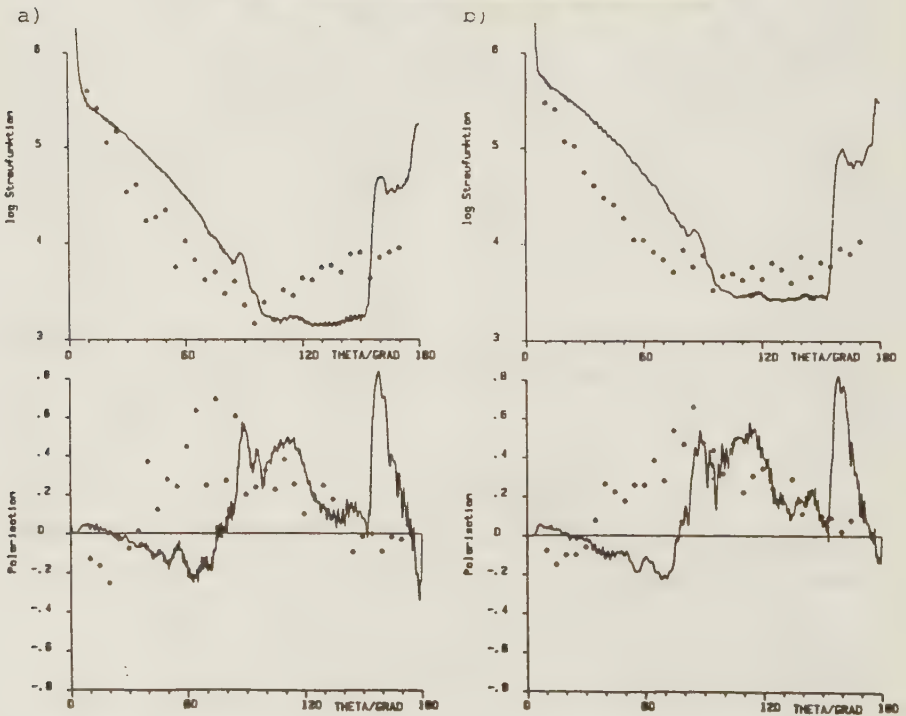


Abb. 8.32 Streufunktion, Polarisation und Photographie einer elongierten rauen Glaskugel mit einem Durchmesser von ca.  $50\text{ }\mu\text{m}$  bei den Wellenlängen  $647.1\text{ nm}$  (a) und  $476.2\text{ nm}$  (b). Die durchgezogene Linie zeigt die Streufunktion einer volumengleichen Kugel nach Mie.

Sie stammt aus einer Probe von Glaskugeln, welche alle ein ähnliches Verhalten zeigten. Bei Untersuchung der Glaskugeln unter dem Lichtmikroskop zeigten sich interne Inhomogenitäten.

Die obenstehenden Beispiele verdeutlichen, daß statistische Rauigkeiten oder Deformationen in der Größenordnung einer Wellenlänge bei Kugeln Änderungen in der Streufunktion (z.B. geringerer Anstieg bei der Rückwärtsstreuung), insbesondere bei der Polarisierung, hervorrufen. Für eine vollständige Entstellung vom theoretischen Verlauf für eine Kugel nach Mie müssen die Teilchenfehler jedoch deutlich größer als eine Wellenlänge sein. Farbeffekte, die auf Mikrorauigkeiten (Skalenlänge  $<$  Wellenlänge) beruhen, wie sie Schiffer und Thielheim (Schiffer, 1984, 1987; Schiffer und Thielheim, 1984) in einem theoretischen Ansatz für leicht absorbierende sehr große Kugeln und raue Oberflächen fanden (nur externe Reflexion), konnten nicht nachgewiesen werden. Bei den hier untersuchten Kugeln tragen anders als im Ansatz von Schiffer die in das Teilchen hineingebrochenen Strahlen deutlich zur Streufunktion bei. Mehr ins Gewicht fallen innere Inhomogenitäten und einzelne Anhängsel. Einschränkend muß hierzu aber festgestellt werden, daß bei den meisten der untersuchten Glas- und Polystyren-Kugeln nichts über die innere Struktur des Streukörpers bekannt war. Sie muß aber, wie Abbildung 8.33 zeigt, bei der Großzahl der Kugeln, ausgehend von den Streueigenschaften (mie-ähnliche Streufunktion), sehr homogen sein. Betrachtet man im Vergleich hierzu ein in erster Näherung sphärisches Flugasche-Teilchen, so zeigt sich ein völlig anderes Streuverhalten.

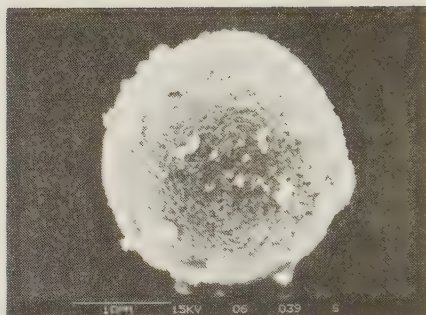
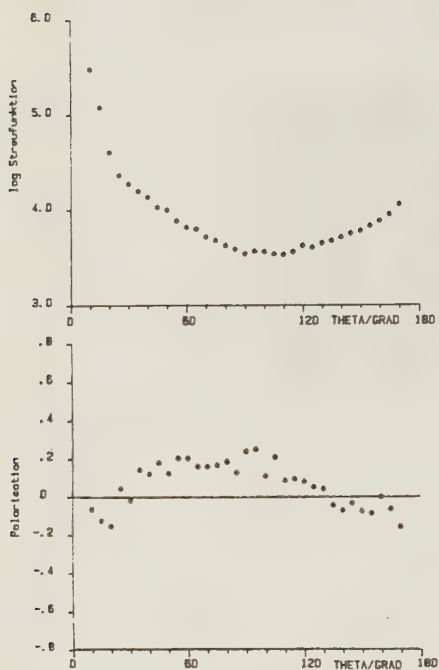
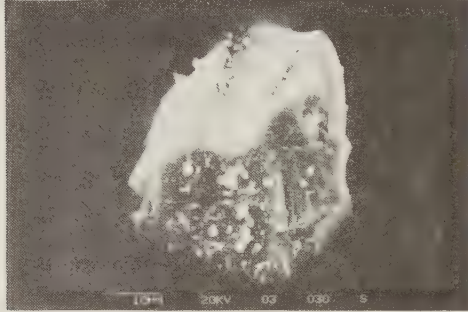


Abb. 8.33 Streufunktion, Polarisierung und Photographie eines isometrischen (sphärischen) Flugasche-Teilchens mit einem Durchmesser von ca.  $25 \mu\text{m}$  gemittelt über alle untersuchten Wellenlängen.

Die Charakteristika dieser Streufunktionen entsprechen denen des in Abbildung 8.9 gezeigten Gemisches aus Flugasche-Teilchen.

Zur Verdeutlichung des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit auf die Farben seien hier zwei Obsidian-Proben verschiedener Oberflächenbeschaffenheit und Gesamtdichte als Beispiel aufgeführt.

Anmerkung: Unter Gesamtdichte (bulk density) versteht man in diesem Zusammenhang die Dichte, die das Teilchen haben würde, wenn man ihm, bei gleicher Masse, das Volumen seiner Einhüllenden zuordnete. Hierbei können bei sehr lose aufgebauten Teilchen leicht Dichten, die deutlich kleiner als die des Wassers sind, auftreten.



#### LICHTSTREUUNG AN EINZELTEILCHEN

Farbeffekte - Berechnetes Mittel

Obsidian (kompakt)

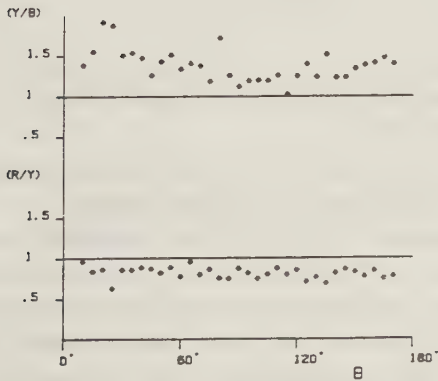
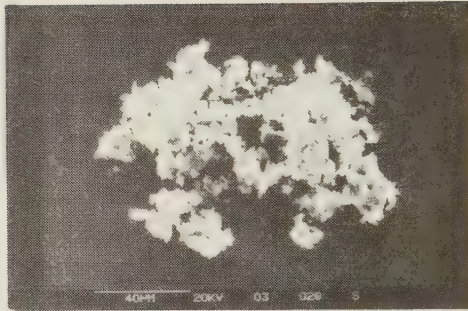


Abb. 8.34 Farbverhältnisse  $Y/B$  und  $R/Y$  und Photographie für ein glattflächiges Obsidian-Teilchen.



## LICHTSTREUUNG AN EINZELTEILCHEN

Farbeffekte - Berechnetes Mittel

Obsidian (flockig)

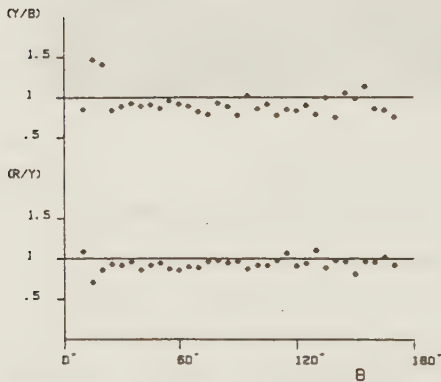


Abb. 8.35 Farbverhältnisse  $Y/B$  und  $R/Y$  und Photographie eines lose strukturierten Obsidian-Teilchens.

Insbesondere für  $Y/B$  sind deutliche Unterschiede im wellenlängenabhängigen Streuverhalten zu erkennen.

Ein weiterer Streuparameter, der bei gleichem Brechungsindex ein guter Indikator für die Oberflächenbeschaffenheit ist, ist der in Kapitel 3.4 definierte Depolarisationsgrad. Dieser ist zwar nur zu bestimmen, wenn mit linear polarisiertem Licht beleuchtet wird, welches bei der Sonne als Lichtquelle nicht der Fall ist, bietet aber für Anwendungen im technischen Bereich und in aktiven Lichtstreuexperimenten auf Raumsonden ein zusätzliches, sehr sensitives Werkzeug.

Untenstehende Abbildung 8.36 (a), (b) zeigt Streufunktion und Depolarisationsgrad für die gleichen Obsidian-Teilchen.

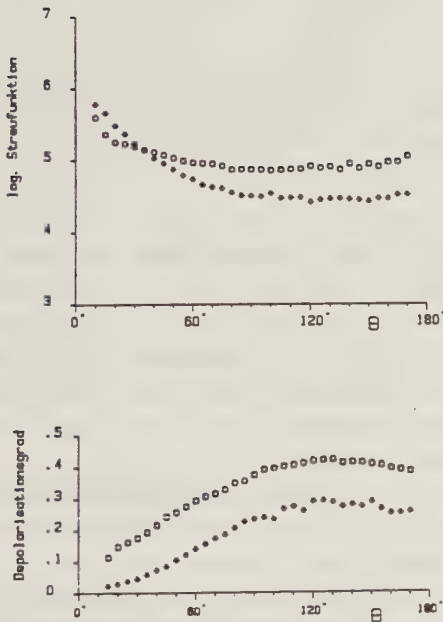


Abb. 8.36 Streufunktion und Depolarisationsgrad von Obsidian-Teilchen unterschiedlicher Struktur.

- \* kompakte Teilchen
- o lose aufgebaute Teilchen

Der Depolarisationsgrad gibt den Teil der gestreuten Intensität wieder, dessen Polarisationsrichtung von Teilchen verändert wurde. Dieser Effekt kann zum einen durch mehrfache äußere Reflexionen an stark zerklüfteten Teilchen (Abb. 8.37) beschrieben werden, zum anderen durch Phasensprünge vom optisch dichteren zum dünneren Medium.

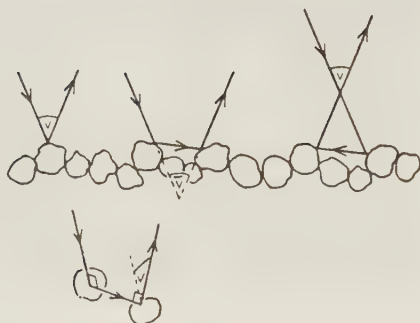


Abb. 8.37 Veranschaulichung des Auftretens von mehrfachen Reflexionen an zerklüfteten Oberflächen (Geake et al., 1984).

Der Depolarisationsgrad ist aber nicht nur ein Maß für die Oberflächenbeschaffenheit, sondern auch für den Imaginärteil des Brechungsindex<sup>1</sup>. Vergleicht man Teilchen ähnlicher Rauigkeit (Abb. 8.38) von unterschiedlichem Brechungsindex z.B. Aktivkohle (stark absorbierend) und Montmorillonit (nahezu rein dielektrisch), so sieht man bei analoger Darstellung bei dem Montmorillonit-Teilchen einen deutlich höheren Depolarisationsgrad.

Dieses Verhalten läßt sich geometrisch-optisch dadurch erklären, daß das in ein Teilchen eingetretene Licht auf einem um so kürzeren Weg absorbiert wird, je höher der Imaginärteil des Brechungsindex des Materials ist. Dies bedeutet, daß, ähnlich wie bei der linearen Polarisation, lediglich die außen am Teilchen reflektierten stark polarisierten Strahlen einen signifikanten Beitrag zur Streufunktion liefern können.

<sup>1</sup> Dieser Punkt, welcher eigentlich zu Kapitel 8.3 gehört, ist der Übersichtlichkeit halber hier plziert.

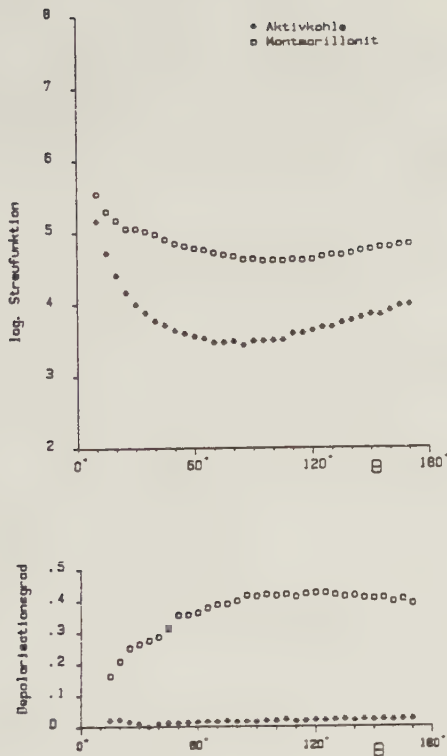


Abb. 8.38 Streufunktion und Depolarisationsgrad von Teilchen ähnlicher Struktur.

\* Aktivkohle-Teilchen

o Montmorillonit-Teilchen

Die Diagramme beruhen auf rechnerischer Mittelung über gemessene Funktionen von Teilchen gleichen Typs über alle benutzten Wellenlängen.

Im Laufe dieses Kapitels wurde gezeigt, wie die verschiedenen Streuparameter (Streuungsfunktion, linearer Polarisationsgrad, Depolarisationsgrad, Farbverhältnis) von den physikalischen Größen der Teilchen (Durchmesser, Material, Dichte, Oberfläche) beeinflusst werden. Es wurde deutlich, daß jeder

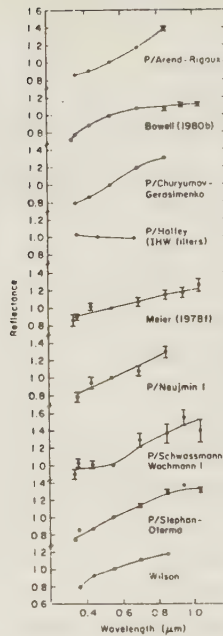
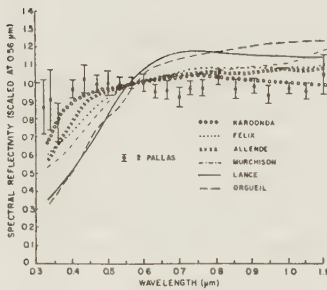
Streuparameter für sich allein keinen eindeutigen Beitrag für die Lösung des inversen Streuproblems liefern kann. Die Bezeichnung "Inverses Streuproblem" bedeutet, daß vom Streuverhalten her auf die Natur des Teilchens geschlossen werden soll. Aber durch Kombination von Streufunktion, linearem Polarisationsgrad und Farbverhältnissen hat man ein Werkzeug, dieses mit größerer Sicherheit zu tun, wie im folgenden Kapitel gezeigt werden wird.

## 9. Anwendungen der Meßergebnisse auf kleine Körper im Sonnensystem

### 9.1. Vergleich mit photopolarimetrischen Messungen an Oberflächen

Information über das wellenlängenabhängige Streuverhalten von interplanetarer Materie liegt vor allem in Form von Reflexionsspektren und photopolarimetrischen Messungen an Oberflächen vor (siehe Kapitel 2.3.). Da zum einen die Asteroiden als eine Quelle des Interplanetaren Staubes angesehen werden, zum anderen die Familie der Apollo-Asteroiden als ausgegaste, beziehungsweise inaktive Kometenkerne interpretiert werden, ist es, wenn auch nur qualitativ, erlaubt, die für einzelne Staubteilchen bestimmten Streueigenschaften, mit denen ausgedehnter Oberflächen zu vergleichen. Darüberhinaus sind sowohl für Staubteilchen mit Durchmessern zwischen 20 und 200  $\mu\text{m}$  als auch für ausgedehnte staubbedeckte Oberflächen die Rauigkeiten vergleichbar und die Dimensionen viel größer als die Wellenlänge.

Abbildung 9.1 zeigt Oberflächenreflexionsspektren, wie sie von Tholen et al. (1986) für Kometen und Asteroiden und von Chapman und Salisbury (1973) für meteoritisches Gestein publiziert wurden. Für die Mehrzahl der Spektren zeigt sich ein Anwachsen des auf die gemessene Intensität bei  $\lambda = 550 \text{ nm}$  normierten Reflexionsvermögens (im folgenden als Reflektivität bezeichnet) für größer werdende Wellenlängen. Es können aber, wie man an den Beispielen C- und F-Asteroiden sieht, auch farbneutrale bzw. fallende Reflektivitäten auftreten. Die zum Vergleich ebenfalls hier gezeigten Reflexionsspektren von 9 Kometen zeigen, daß diese und Spektren von Oberflächen ähnliche spektrale Verläufe zeigen. Hierbei sind auch innerhalb der Gruppe der Kometen deutliche Unterschiede zu sehen.



left: Spectral reflectivity plots for Halley and eight other comets with strong continuum

below: Mean spectral reflectivity plots for several low albedo asteroid classes

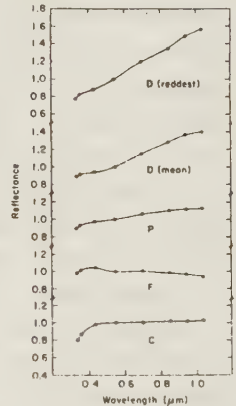


Abb. 9.1 Reflexionsspektren aus:  
(a) Chapman und Salisbury 1973 und  
(b) Tholen et al. 1986

Aus diesen Diagrammen wurden die relativen Intensitäten für die hier verwendeten Wellenlängen entnommen und analog den in Kapitel 3.6. definierten Farbverhältnissen behandelt. Die resultierenden Werte für Y/B und R/Y sind in den folgenden Diagrammen dargestellt. Die hier gewählte Darstellungsart wurde in Anlehnung an die in der Astronomie häufig benutzten Zweifarbendiagramme gewählt. Auf der Abszisse ist R/Y und auf der Ordinate Y/B aufgetragen.

Abbildung 9.2 zeigt ein solches Diagramm für die wichtigsten Asteroidentypen.

## Zweifarbendiagramm

Farbverhältnisse nach Leinert

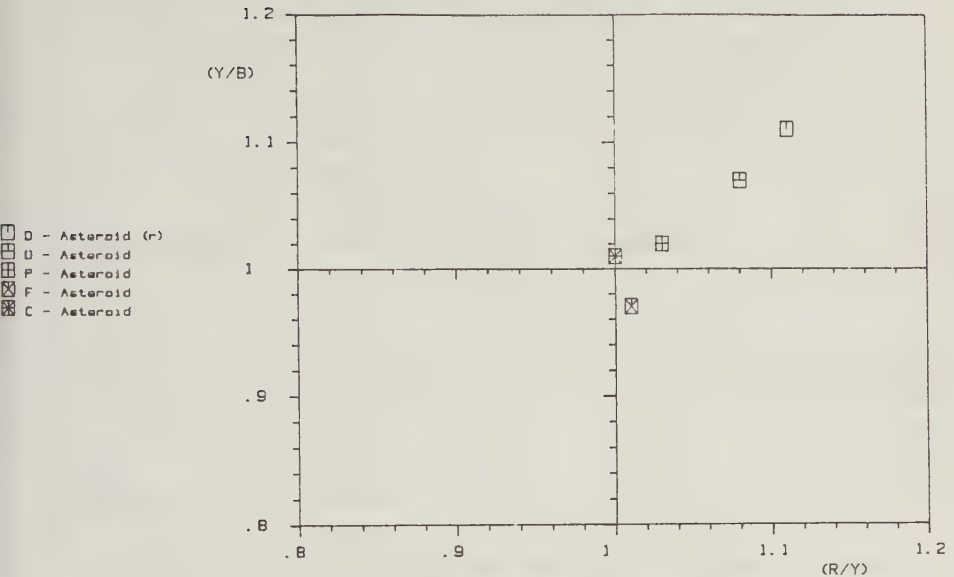


Abb. 9.2 Zweifarbendiagramm für Asteroidentypen nach Tholen et al. (1986)

Dieses Beispiel zeigt deutlich, wie stark sich die verschiedenen Asteroidentypen im spektralen Reflexionsvermögen unterscheiden.

Als weiteres Beispiel für das spektrale Rückstreuvermögen von Oberflächen sind in Abbildung 9.3 Farbverhältnisse für meteoritisches Gestein nach Chapman und Salisbury (1973) dargestellt. Der Streuwinkel betrug bei diesen Messungen ca.  $165^\circ$ , und die Teilchendurchmesser waren kleiner als  $74 \mu\text{m}$ . Hier liegen zwar alle Punkte im ersten Quadranten, haben aber für  $Y/B$  eine deutlichere 'Rotfärbung' als bei  $R/Y$ .

## Zweifarben-Diagramm

Farbverhältnisse nach Leinert

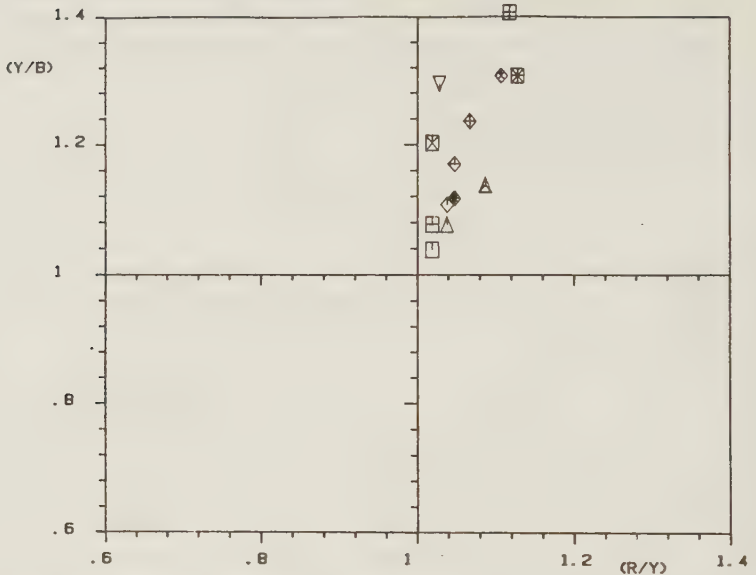


Abb. 9.3 Zweifarbendiagramm für meteoritische Oberflächen nach Chapman und Salisbury (1973)

Untersuchungen des wellenlängenabhängigen Reflexionsvermögens in Abhängigkeit von der Korngröße führten Egan et al. (1973) durch. Sie fanden bei Messungen an Oberflächen, die aus verschiedenen fein zermahlenden Proben des Meteoriten Bruderheim (Rauten) bestanden, eine nahezu gleich bleibende 'Rotfärbung' für Teilchen mit Durchmessern kleiner als 250  $\mu\text{m}$ . Bei dem Vergleich von grobkörnigen Oberflächen ( $0.25 \leq D \leq 4.75 \text{ mm}$ ) ohne bzw. mit zusätzlicher Staubschicht ( $D < 37 \mu\text{m}$ ) zeigte sich, daß die letztere für R/Y eine deutlich stärkere Rotfärbung ( $5(R/Y) \approx 0.8$ ) hat. Abbildung 9.4 zeigt Ergebnisse dieser Veröffentlichung für die hier verwandten Wellenlängen. Von besonderem Interesse sind die Farbverhältnisse für die Meteorite Allende und Murchison, da für die vorliegende Arbeit ebenfalls dieses Material zur Verfügung stand. Vergleicht man die Farbverhältnisse nach Chapman und Salisbury (Dreiecke) mit denen aus Einzelteilchenmessungen (Quadrat), so gilt für beide, daß Y/B für Teilchen aus Murchison-Material deutlich stärker rotverschoben ist als

R/Y. Die an Einzelteilchen gemessenen Farbverhältnisse zeigen aber insbesondere für R/Y eine deutlich stärkere Rotfärbung.

### Zweifarbendiagramm

Farbverhältnisse nach Leinert

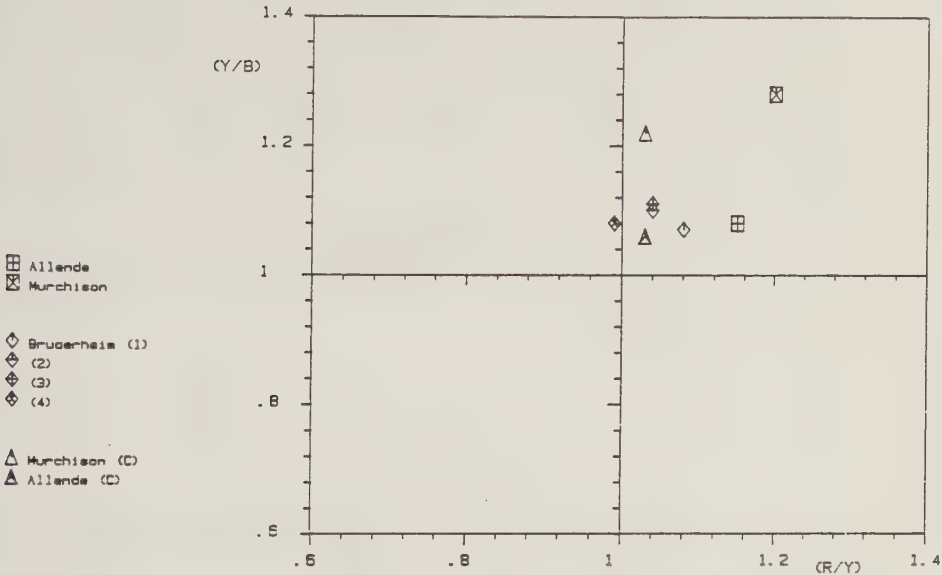


Abb. 9.4 Zweifarbendiagramm zur Darstellung der Abhängigkeit der 'Rotfärbung' von der Korngröße. Die Rauten sind Messungen an Proben des Meteoriten Bruderheim nach Egan et al. (1973)

In der obigen Abbildung bedeuten:

- |                |                                                                                                                                         |                            |
|----------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------|
| Bruderheim (1) | - 0.25 - 4.76 mm                                                                                                                        | Beschichtet mit            |
|                |                                                                                                                                         | Staubteilchen < 37 $\mu$ m |
| (2)            | - < 37 $\mu$ m                                                                                                                          |                            |
| (3)            | - 74 - 250 $\mu$ m                                                                                                                      |                            |
| (4)            | - 0.25 - 4.75 mm                                                                                                                        |                            |
| Murchison (C)  | - Farben nach Daten nach Chapman und Salisbury ( $\theta \approx 165^\circ$ )                                                           |                            |
| Allende (C)    | - dto.                                                                                                                                  |                            |
| Murchison      | - Farben eines berechneten Gemisches aus allen Murchison Teilchen (diese Arbeit, $\theta = 165^\circ$ ).                                |                            |
| Allende        | - Farben eines berechneten Gemisches aus 90% Allende-Matrix-Material und 10% hellen Einschlüssen (diese Arbeit, $\theta = 165^\circ$ ). |                            |

Das wellenlängenabhängige Streuverhalten für verschiedene Streuwinkel ( $120^\circ$ ,  $150^\circ$  und  $176^\circ$ ) wurde 1986 von Gradie und Veverka beschrieben. Sie untersuchten zermahlene Proben der Meteorite Bruderheim und Allende. Die Korngrößen waren kleiner als  $75\text{ }\mu\text{m}$ . Die Ergebnisse für die Allende-Probe sind in Abb. 9.5 dargestellt.

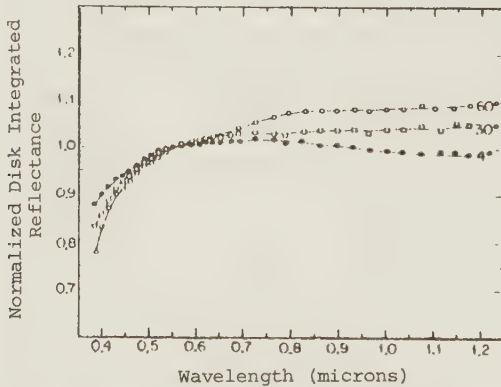


Abb. 9.5 Spektrales Rückstreuvermögen (normiert bei 550 nm) für eine mit Allende-Material ( $D < 75\text{ }\mu\text{m}$ ) bedeckte Fläche für die Phasenwinkel ( $\Phi = 4, 30, 60^\circ$ ) nach Gradie und Veverka (1986).

Man sieht einen steileren Verlauf der spektralen Kurven für kleinere Streuwinkel (größere Phasenwinkel  $\Phi$ ). Der Vergleich von aus der genannten Abbildung erhaltenen Daten mit Messungen dieser Arbeit an einzeln untersuchten Staubteilchen aus der Matrix des Meteoriten Allende ist in der folgenden Tabelle zu sehen:

| $\theta$ | $120^\circ$ |      | $150^\circ$ |      | $170^\circ$ |      |                |
|----------|-------------|------|-------------|------|-------------|------|----------------|
|          | Y/B         | R/Y  | Y/B         | R/Y  | Y/B         | R/Y  |                |
| 1.07     | 1.07        | 1.02 | 1.06        | 1.01 | 1.04        | 1.01 | (aus Abb. 9.5) |
| 1.20     | 1.20        | 1.05 | 1.14        | 1.08 | 1.08        | 1.16 | (diese Arbeit) |

Auch hier sind wie bereits in Abbildung 9.4 die wellenlängenabhängigen Effekte beim Einzelteilchenexperiment deutlicher. Für Y/B zeigt sich bei beiden eine wachsende Rotverschiebung für kleinere Streuwinkel. R/Y zeigt einen völlig anderen Verlauf.

Diese Beispiele verdeutlichen, daß man zur Beschreibung des wellenlängenabhängigen Streuverhaltens von Ensembles von Staubteilchen photopolarimetrische Messungen an Oberflächen als Vergleichsmaßstab heranziehen kann. Ebenso deutlich wird, daß sich vermutlich durch die im Vergleich zur Wellenlänge sehr große Ausdehnung und unendliche optische Dicke der Oberfläche Effekte einstellen, die das typische Streuverhalten der einzeln streuenden Staubteilchen verfälschen.

## 9.2. Einfluß auf Zodiakallichtmodelle

Zur Berechnung repräsentativer differentieller Streuquerschnitte zur Interpretation der physikalischen Teilcheneigenschaften für Zodiakallichtmodelle mußte aus den untersuchten Materialien ein Gemisch berechnet werden, welches zum einen die optischen Eigenschaften und zum anderen die Größenverteilung der Zodiakallichtpartikeln wiedergibt.

Wie bereits in Kapitel 2.1. beschrieben, wurde die Größenverteilung des interplanetaren Staubes durch die Auswertung von Einschlagskratern von Mikrometeoriten auf Mondgestein (Fechtig, 1976; Morrison und Zinner, 1977) und durch Einschlagdetektoren auf Raumsonden bestimmt. Giese und Grün (1976) leiteten unter der Annahme von kompaktem ( $\rho \approx 3 \text{ g cm}^{-3}$ ) und porösem ( $\rho \approx 0.38 \text{ g cm}^{-3}$ ) Material die Größenverteilung des interplanetaren Staubes im Bereich der Erdbahn her. Sie folgerten, daß die Teilchen, die den größten Anteil zum Zodiakallicht beitragen, Durchmesser zwischen 20 und 200  $\mu\text{m}$  haben. Man erhält die Dichtefunktion zu:

$$N(a) da \sim a^{-\chi} da \quad (9.1)$$

Der Exponent  $\chi$  wurde bestimmt zu:

| $\chi$ | Radius                    |
|--------|---------------------------|
| 2.5    | $a \leq 21.4 \mu\text{m}$ |
| 4.33   | $a > 21.4 \mu\text{m}$    |

Informationen über mineralogische Zusammensetzung und Struktur der interplanetaren Staubteilchen erhält man aus Auffangexperimenten (Hallgreen et al., 1976; Brownlee, 1978). Diese Experimente werden heute noch weiter fortgesetzt und im COSMIC DUST CATALOG der NASA veröffentlicht. Man findet abgeplattete kugelförmige Teilchen, ähnlich den Tiefseesphärulen (Yamakoshi & Honma, 1985; Parkin, 1985), kompakte und auch sehr porös aufgebaute unregelmäßige Teilchen. Die Teilchen, denen man eine extraterrestrische Herkunft

zuordnet, wurden von Brownlee (1978) mittels Untersuchungen im Raster-Elektronen-Mikroskop in drei Klassen eingeteilt:

- 60% chondritische Elementenzusammensetzung, davon:
  - 90% Aggregate aus schwarzem kohlenstoffreichem (2%) Material mit Magnetit ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) und Eisensulfat ( $\text{FeSO}_4$ ). Diese Teilchen sind sehr porös ('fluffy') aufgebaut.
  - 10% kugelförmige nicht poröse Teilchen ohne Schwefelanteil. Diese Teilchen sind eventuell Sekundärprodukte, die bei der Ablation von größeren Mutterkörpern entstehen.
- 30% Eisen-Sulfat-Mineralien mit geringem Nickelanteil, ähnlich Troilit oder Pyrrhotin, sehr viele Kugeln, aber auch kristalline Formen (Oktaeder, kubisch) oder unregelmäßig. Die kugelförmigen Teilchen rühren wahrscheinlich aus Kollisionen her.
- 10% Magnesium-Silikate, eisenarme Olivine und Pyroxene mit chondritischen Aggregaten an der Oberfläche.

Der chondritische Anteil der interplanetaren Teilchen konnte durch Proben der Meteoriten Murchison und Allende simuliert werden. Der höhere Kohlenstoffanteil, der dem von CI-Chondriten entspricht, wurde durch eine Probe von Allende-Kohlenstoff-Residuen (Ott et al., 1981, 1984) erzeugt, die zu 70% aus Kohlenstoff bestehen. Diese Probe wurde von Herrn Dr. Ott vom Max-Planck-Institut für Mineralogie zur Verfügung gestellt. Das Eisen-Sulfat-Material wurde durch Einschlüsse aus dem Meteoriten Allende dargestellt, die hellen Einschlüsse stammen von Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg, die dunklen Einschlüsse von Herrn Dr. Bischoff vom Institut für Planetologie der Universität Münster. Zur Substitution der dritten transparenten Komponente wurde Quarz benutzt.

Im ersten Schritt wurde für jedes Material eine mittlere Streufunktion über alle gemessenen Teilchen berechnet. Hierbei ist  $n$  die Anzahl der Teilchen im Ensemble,  $w_i$  der Wichtungsfaktor (hier  $1/n$ , da Gleichgewichtung) und  $N(\alpha_i)$  die nach (9.1) berechnete Größenverteilung.

$$\bar{i}(\theta) = \frac{\sum_{i=1}^n N(\alpha_i) \cdot i(\alpha_i, \theta) \cdot w_i}{\sum_{i=1}^n N(\alpha_i) \cdot w_i} \quad (9.2)$$

In einem zweiten Schritt wurde hieraus die Streufunktion eines Gemisches berechnet, welches aus den gewünschten Materialien in der in Tabelle 9.1. angeführten Häufigkeit besteht. Hier werden über den Wichtungsfaktor Annahmen gemacht, welche zum einen auf mineralogischen Untersuchungen beruhen, zum anderen eine optimale Anpassung der Modellstreuungsfunktion an die zu approximierende Streufunktion des Zodiakallichts (bzw. der Kometenkoma, Kap. 9.3.) erlauben.

| Material                          | Größenbereich<br>/μm | Wichtungs-<br>faktor $w_i$ |
|-----------------------------------|----------------------|----------------------------|
| I. HELIOS 0.3 AU                  |                      |                            |
| Meteorit Allende<br>Matrix        | 17 - 200             | 0.6                        |
| Magnetit                          | 20 - 50              | 0.3                        |
| Quarz                             | 15 - 170             | 0.1                        |
| II. HELIOS 1.0 AU und Teneriffa   |                      |                            |
| Allende-Matrix                    | 17 - 200             | 0.3                        |
| Kohlenstoff aus<br>Allende-Matrix | 32 - 120             | 0.35                       |
| Magnetit                          | 20 - 50              | 0.30                       |
| Quarz                             | 15 - 170             | 0.05                       |

Tabelle 9.1. Teilchengemische zur Simulation des Zodiakallichts

Die hieraus berechnete mittlere Streufunktion und die daraus resultierenden Polarisationsgrade wurden mit Streufunktionen und Polarisationen verglichen, welche für das Zodiakallicht bestimmt wurden. Diese Daten beruhen auf Zodiakallichtintensitäten, welche zum einen von der Sonde HELIOS in Abständen von 1 AU und 0.3 AU von der Sonne gemessen wurden (Leinert et al., 1976), zum anderen auf erdgebundenen Messungen, wie sie von Dumont und Sanchez (1975a, 1975b, 1976), Dumont (1976), Dumont und Levasseur-Regourd (1978) und Levasseur-Regourd und Dumont (1980) publiziert wurden. Die in dieser Arbeit verwandten Vergleichskurven wurden der Arbeit von Lamy und Perrin (1986a) entnommen, welche die verschiedenen Messungen, die bei unterschiedlichen Wellenlängen aufgenommen wurden, auf eine Wellenlänge von 502 nm umrechneten. Die Polarisationsdaten von HELIOS wurden von Lamy und Perrin bis zu einer Elongation von  $E = 180^\circ$  extrapoliert.

Die untenstehenden Abbildungen vergleichen die aus den HELIOS-Messungen in einem Abstand von 0.3 AU (Abb. 9.5) und 1.0 AU (Abb. 9.6) von der Sonne erhaltenen Streu- und Polarisationsfunktionen mit den Modellstreu- und Polarisationsfunktionen (I) bzw. (II). Man sieht, daß diese im Rahmen der Meßfehler sehr gut wiedergegeben werden.

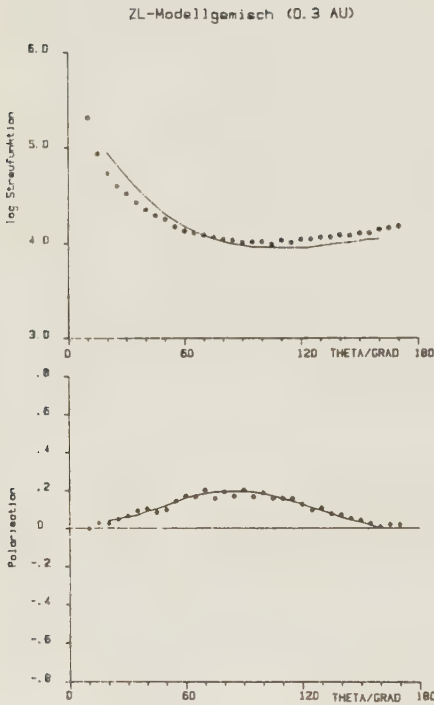


Abb. 9.6

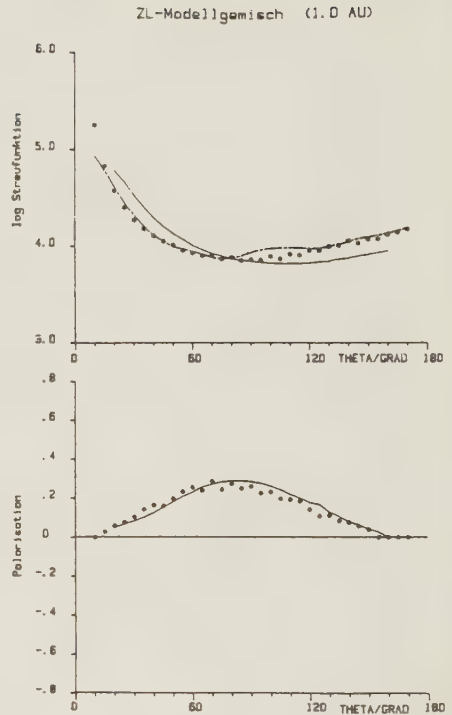


Abb. 9.7

Vergleich einer berechneten Modellstreuungsfunktion mit  
Volumen-Streuungsfunktionen des Interplanetaren Staubes:

- Abb. 9.6 HELIOS: 0.3 AU,  $\beta = 16.2^\circ$ ; Modell (I)
- Abb. 9.7 HELIOS: 1.0 AU,  $\beta = 16.2^\circ$ ; Modell (II)

———— Volumenstreuungsfunktion nach Lamy und Perrin  
(1986a)  
- - - - - Volumenstreuungsfunktion nach Leinert (1981)

Als drittes Beispiel ist in Abbildung 9.8 der Vergleich der  
Modelldaten (II) mit der Streufunktion durchgeführt, die auf  
Messungen von Dumont und Sanchez beruht.

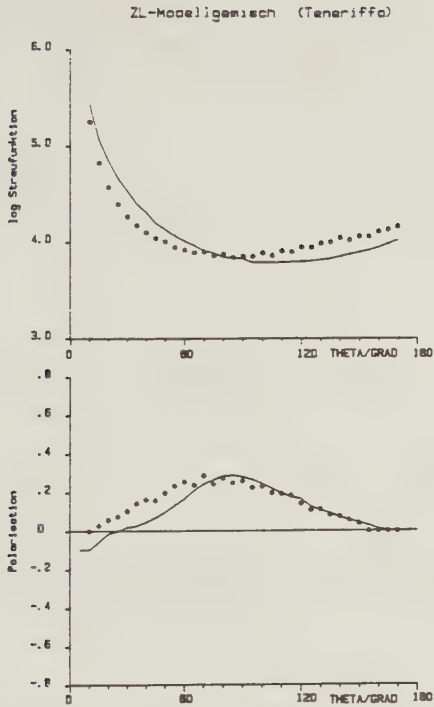


Abb. 9.8 Vergleich einer berechneten Modellstreuungsfunktion (II) mit der Volumen-Streuungsfunktion des Interplanetaren Staubes: Teneriffa, Messung in der Symmetrieebene der interplanetaren Wolke. (Lamy & Perrin, 1986a)

Diese Messungen werden von der Modellstreuungsfunktion (II) recht gut wiedergegeben. Dies gilt insbesondere für die Polarisationen. Für die Polarisationsgrade existieren von Pitz et al. (1979) und Leinert et al. (1982) Messungen bei verschiedenen Wellenlängen (siehe Abb. 9.9). Diese liegen jedoch nicht für Streuwinkel sondern für eine Elongation von  $30^\circ$  vor. Zum Zodiakallicht für diese Elongation trägt das gestreute Licht integriert über den Sehstrahl über alle Streuwinkel  $30^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$  bei.

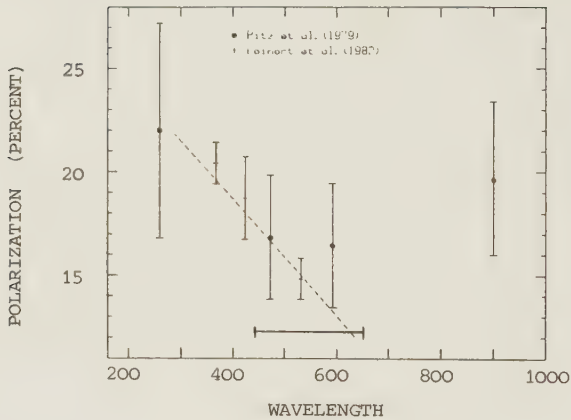


Abb. 9.9 Polarisierung des Zodiakallichts bei einer Elongation von  $E \approx 30^\circ$  als Funktion der Wellenlänge. (Lamy & Perrin, 1986a)

— Wellenlängenbereich dieser Arbeit

Der Polarisationsgrad fällt zwischen 270 nm und zirka 550 nm von 22% auf etwa 15% ab und steigt für darüber hinaus größer werdende Wellenlängen wieder auf ca. 20% bei 900 nm an. Das Minimum der Polarisierung liegt zwischen ca. 470 nm und 600 nm, wobei aus den Meßpunkten seine genaue Lage nicht zu bestimmen ist, da durch die sehr großen Fehlerbalken hier kein eindeutiger Verlauf der Polarisierung festgelegt ist. Zur Veranschaulichung des wellenlängenabhängigen Polarisationsverhaltens zeigen die Abbildungen 9.10 a und b die Polarisierung der Modellgemische für 1.0 AU und 0.3 AU für die drei Wellenlängen 476.2 nm, 568.2 nm und 647.1 nm, aufgetragen über den Streuwinkel. Hierbei ist zum Vergleich mit den Daten aus der Abbildung 9.9 insbesondere der Streuwinkelbereich  $\theta > 30^\circ$  von Interesse.

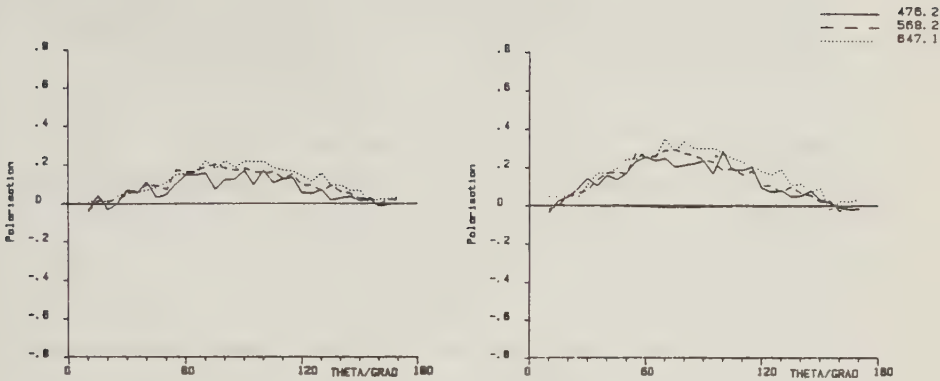


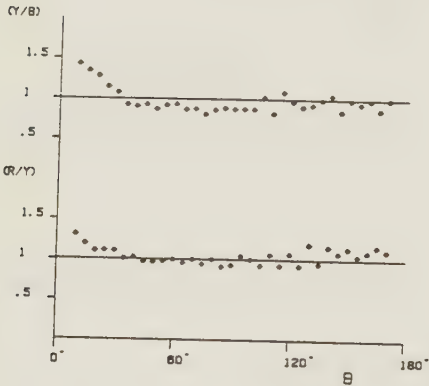
Abb. 9.10 Wellenlängenabhängigkeit der Polarisation nach  
 HELIOS-Daten für: a - 0.3 AU  
 b - 1.0 AU

In beiden Abbildungen zeigt sich qualitativ dasselbe Verhalten. Der höchste Polarisationsgrad wird bei 647.1 nm erreicht, der niedrigste bei 476.2 nm. Für die Wellenlänge 568.2 nm liegt der Polarisationsgrad im Mittel nur wenig über dem für 476.2 nm. Bei den Modellgemischen liegt im Streuwinkelbereich  $\theta > 30^\circ$  (Vergleich mit Abb. 9.9) der Polarisationsgrad für 647 nm um ca. 0.05 (5%) über dem für die anderen beiden Wellenlängen. Diese Ergebnisse lassen sich mit den in Abbildung 9.9 vorgestellten wegen der unterschiedlichen Abszissen und des in der vorliegenden Arbeit zwischen 476 nm und 647 nm begrenzten Wellenlängenbereichs nur bedingt vergleichen. Sie widersprechen sich innerhalb der Fehlerbalken jedoch nicht.

Von zumindest gleichem Interesse wie das wellenlängenabhängige Verhalten der Polarisation ist das der Streufunktionen selbst. Trägt man für die beiden Modelle die Farbverhältnisse über die Wellenlänge auf, so erhält man für R/Y ein nahezu farbneutrales Verhalten, während bei Y/B eine leichte Rotfärbung zu kleinen Streuwinkeln hin festzustellen ist.

## LICHTSTREUUNG AN EINZELTEILCHEN

Farbeffekte - Modellgemisch  
Zodiakal Licht (0.3 AU)



## LICHTSTREUUNG AN EINZELTEILCHEN

Farbeffekte - Modellgemisch  
Zodiakal Licht (1.0 AU)

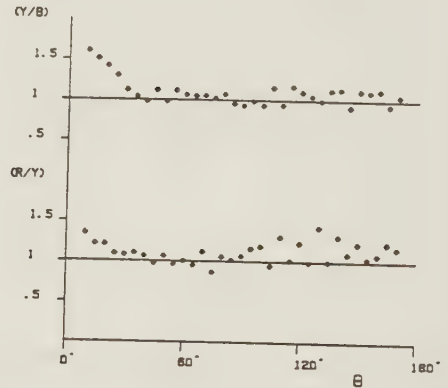


Abb. 9.11 Farbverhältnisse  $Y/B$  und  $R/Y$  der Modellgemische als Funktion des Streuwinkels für die Abstände:  
(a) - 0.3 AU und (b) - 1.0 AU von der Sonne

Nachdem in den oben angeführten Beispielen gezeigt wurde, daß die errechneten Modellgemische das Streuverhalten (Streufunktion, Polarisationsgrad, Wellenlängenabhängigkeit der beiden Größen) der das Zodiakal-Licht erzeugenden Staubteilchen gut simulieren können, wird im nächsten Abschnitt ähnliches für Staubteilchen in der Koma eines Kometen versucht. Aus Gründen der Aktualität wird dieses am Beispiel des Kometen Halley durchgeführt.

### 9.3. Anwendung auf photopolarimetrische Messungen an Kometen

Die Teilchen, die den sichtbaren Teil der Kometenkoma erzeugen, haben Größen zwischen 0.5 und 50  $\mu\text{m}$  (Hanner und Campins, 1986) und eine Materialzusammensetzung ähnlich den CI-Chondriten (Stöffler, 1986). In ihrer Struktur ähneln sie irdischen Tonmineralien wie Montmorillonit und Kaolin (Bischoff, 1986). Desweiteren nimmt man an, daß sie sehr locker aufgebaut sind, eine extrem raue Oberfläche und eine sehr geringe Albedo haben (Hanner et al., 1985a, b). Zur

Simulation des Streuverhaltens mittels irdischer Materialien müßte Kohlenstoff hinzugefügt werden (siehe Kapitel 2.2). Eine hiernach berechnete Streufunktion bestände zu 90% aus der des Kohlenstoffes und zu 10% aus der von Montmorillonit und Kaolin. Sinnvoller erschien es, extraterrestrische Materialien zu benutzen. Da der bei Halley gemessene Polarisationsgrad zwischen dem von Allende- und Murchison-Material liegt, wurde eine Mischung hieraus berechnet. Das Gemisch wurde nach dem gleichen Verfahren berechnet, wie das Modellgemisch für das Zodiakallicht. Die Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Teilchengrößen wurde den Flußkurven entnommen, welche durch die Impact-Experimente gewonnen wurden, die auf der GIOTTO-Sonde und den VEGA-Sonden vorhanden waren (McDonnell et al. 1986b; Mazets et al. 1986). Aus den veröffentlichten kumulativen Massenflußkurven (Abbildungen 9.12 und 9.13) lassen sich die Größenverteilungen berechnen.

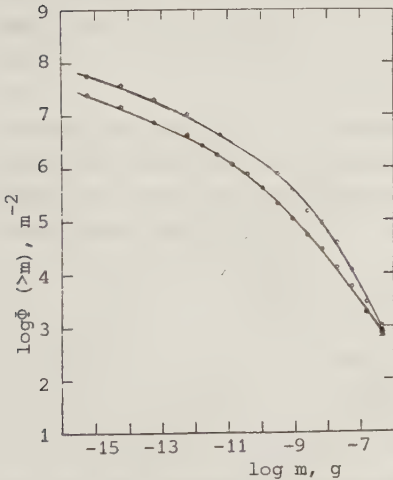


Abb. 9.12 Kumulative Massenflußkurve aus VEGA-Daten nach Mazets et al. 1986

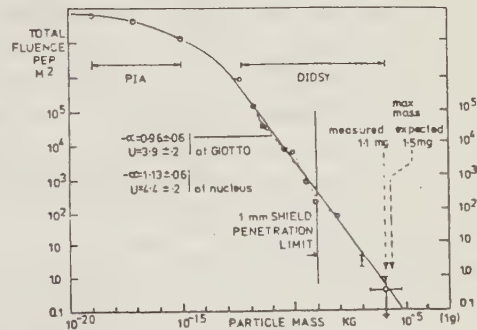


Abb. 9.13 Kumulative Massenflußkurve aus GIOTTO-Daten nach McDonnell et al. 1986b

Nimmt man für die mittlere Dichte der Teilchen zirka 300 kg/m<sup>3</sup> an, so liegt das für dieses Experiment interessante Größenintervall zwischen 10<sup>-12</sup> und 10<sup>-16</sup> kg. Um die Steigung der Flußkurven zu bestimmen, müssen sie stückweise durch Geraden angepaßt werden.

Die Steigungen  $\alpha'$  für die kumulativen Flußkurven ergaben sich zu:

| Raumsonde | $\alpha' (m < 10^{-13} \text{ kg})$ | $\alpha' (m > 10^{-13} \text{ kg})$ |
|-----------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| GIOTTO    | 0.55                                | 0.94                                |
| VEGA 1    | 0.35                                | 0.65                                |
| VEGA 2    | 0.38                                | 0.68                                |

Zur Berechnung der gemittelten Streufunktionen wurden die Messungen der VEGA-Sonden herangezogen. Die Ergebnisse der auf GIOTTO benutzten Massendetektoren sind gerade in dem hier interessierenden Massenbereich mit sehr großen Fehlern behaftet, da bei dem für diese Teilchengrößen ausgelegten DIDSY-Experiment durch eine Fehlfunktion die Schutzfolie nicht entfernt werden konnte. Da diese Folie im Laufe der Annäherung an den Kometenkern durch Staubeinschläge immer weiter perforiert wurde, ist ihre Empfindlichkeit über den Meßzeitraum nicht konstant.

Das aus den VEGA-Daten gewonnene  $\alpha' = 0.66$  für den Massenbereich  $> 10^{-13}$  kg wurde für Teilchen mit Durchmessern über 100  $\mu\text{m}$ ,  $\alpha' = 0.36$  für die kleineren benutzt. Dies bedeutet Steigungen von  $\alpha'' = 1.98$  bzw. 1.08 für die kumulative Durchmesser-Flußkurve. Für die differentielle Größenverteilung der Teilchen bedeutet dies:

$$\begin{aligned} N(a) \text{ da} &\sim a^{-2.98} & \text{da} &\text{ für } D > 100 \mu\text{m} & (9.3) \\ N(a) \text{ da} &\sim a^{-2.08} & \text{da} &\text{ für } D < 100 \mu\text{m} & (9.4) \end{aligned}$$

Als Maßstab für die Berechnung der Mischungsverhältnisse wurden photopolarimetrische Messungen am Kometen Halley von Dollfus et al. (1986a, b), Mukai et al. (1986), Mukai (1987), Kiselev et al. (1986) und Dzhipiashvili et al. (1986), Le Borgne et al. (1986) herangezogen.



Das hiernach berechnete Teilchengemisch ist in der folgenden Tabelle aufgeführt.

| Material       | Größenbereich<br>/ $\mu\text{m}$ | Wichtungsfaktor<br>$w_i$ |
|----------------|----------------------------------|--------------------------|
| Allende-Matrix | 17 - 200                         | 0.5                      |
| Murchison      | 15 - 110                         | 0.5                      |

Tabelle 9.2. Modellgemische zur Simulation von kometaren Teilchen

Abbildung 9.15 zeigt der Verlauf des Polarisationsgrades des Modellgemischs. Die an Halley gemessenen Polarisationswerte sind eingetragen.

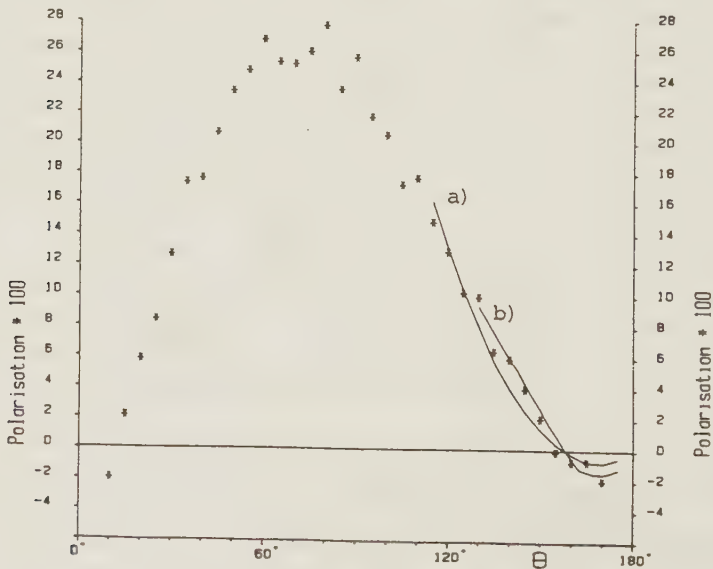


Abb. 9.15 Polarisation des Modellgemischs aus meteoritischem Material für die Koma des Kometen Halley.  
 a) Messungen nach Kiselev et al. 1986  
 b) Messungen nach Dzhapiashvili et al. 1986

Für den Bereich der Polarisation, für den Vergleichswerte vorliegen, ist eine sehr gute Übereinstimmung festzustellen. Berechnet man für dieses Modellgemisch die Farbverhältnisse und trägt diese über den Streuwinkel auf, so zeigt sich für Y/B über den gesamten Streuwinkelbereich eine Rotfärbung (für  $\theta > 60^\circ$ :  $R/Y = 1.15$ ;  $Y/B = 1.17$ ). Für beide Farbverhältnisse steigt die Rotfärbung für  $\theta < 60^\circ$  zu kleinen Streuwinkeln hin an. Abbildung 9.16 zeigt die zu 9.15 gehörige Streufunktion und die Farbverhältnisse.

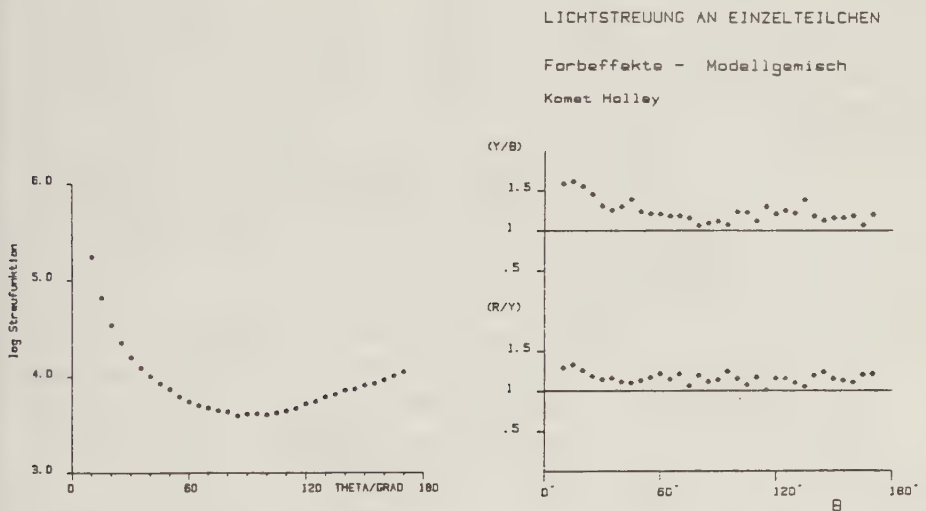


Abb. 9.16 Streufunktion und Farbverhältnisse für das Kometen-Modellgemisch

Tholen et al. (1986), die an Halley und anderen Kometen photometrische Messungen durchführten (Abb. 9.1b), fanden für Halley ein nahezu farbneutrales Streuverhalten, welches eine sehr geringe Tendenz zur Blaufärbung hat. Die übrigen Kometen in dieser Veröffentlichung zeigten einen deutlichen Anstieg der Reflexion zu größeren Wellenlängen hin. Aus dieser Abbildung wurden analog Abbildung 9.2 die Farbverhältnisse für die hier benutzten Wellenlängen berechnet. Abbildung 9.17 zeigt diese.

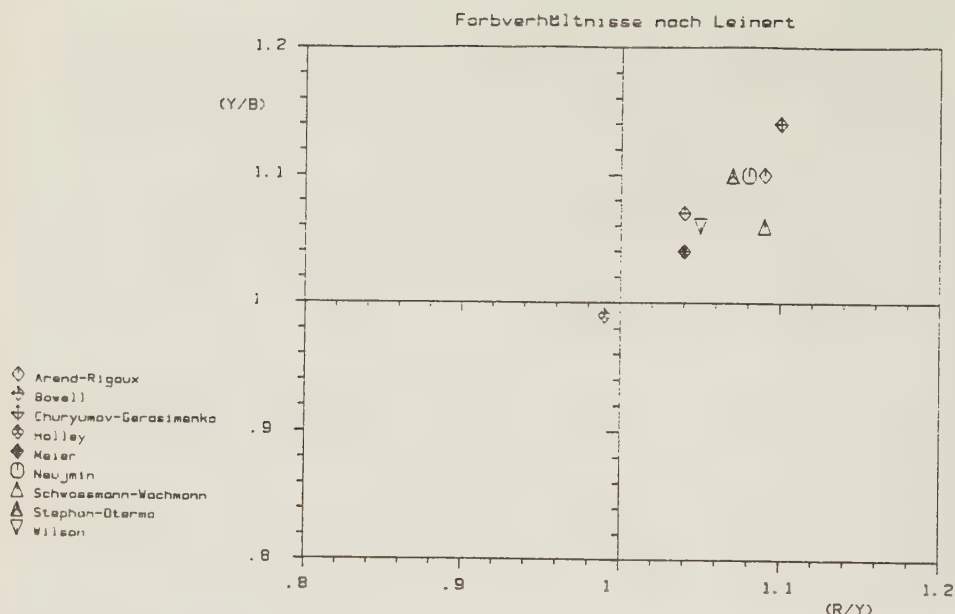


Abb. 9.17 Zweifarbendiagramm für Farbverhältnisse von Kometen nach Tholen et al. 1986

Es zeigt sich, mit einer Ausnahme (Halley), für alle Kometen eine Rotfärbung für beide Farbverhältnisse. Für Halley gab Hanner (1986) für den Bereich des nahen IR für die Streuwinkel  $131^\circ$  bis  $163^\circ$  und die Wellenlängen ( $J = 1.25$ ;  $H = 1.65$ ;  $K = 2.20 \mu\text{m}$ ) folgende Farben an:

$$(J-H) = 0^{\text{m}}.48 \pm 0^{\text{m}}.02 \quad \text{und} \quad (H-K) = 0^{\text{m}}.17 \pm 0^{\text{m}}.03$$

mit den Werten für die Sonne (A'Hearn et al. 1984):

$$(J-H)_{\odot} = 0^{\text{m}}.32 \quad \text{und} \quad (H-K)_{\odot} = 0^{\text{m}}.07$$

erhält man die Farbverhältnisse:

$$I_H/I_J = 1.16 ; \quad I_K/I_H = 1.10$$

Zu ähnlichen Farbverhältnissen für andere Kometen kamen Jewitt und Meech (1986a, b) bei der Auswertung von 19 Messungen an 15 Kometen im Infraroten.

Darüberhinaus untersuchten sie das wellenlängenabhängige Streuverhalten von 9 Kometen für Wellenlängen zwischen 350 nm und 650 nm. Aus der von ihnen berechneten Reflektivität lassen sich durch Interpolation die folgenden Farbverhältnisse berechnen:

| Komet             | Y/B  | R/Y  | $R_{\odot}/\text{AU}$ |
|-------------------|------|------|-----------------------|
| Shoemaker S       | 1.13 | 1.16 | 1.39                  |
| Levy-Rudenko      | 1.03 | 1.03 | 1.44                  |
| Schaumasse        | 1.09 | 1.07 | 1.52                  |
| Tsuchinsan 1      | 1.06 | 1.03 | 1.58                  |
| Arend-Rigaux      | 1.14 | 1.12 | 1.67                  |
| Wolf-Harrington   | 1.17 | 1.13 | 2.13                  |
| Faye              | 1.14 | 1.11 | 2.62                  |
| Gehrels 5         | 1.11 | 1.07 | 3.46                  |
| Smirnova-Chernykh | 1.20 | 1.15 | 3.76                  |

$R_{\odot}$  ist der heliozentrische Abstand. Über die Streuwinkel würden keine Aussagen gemacht.

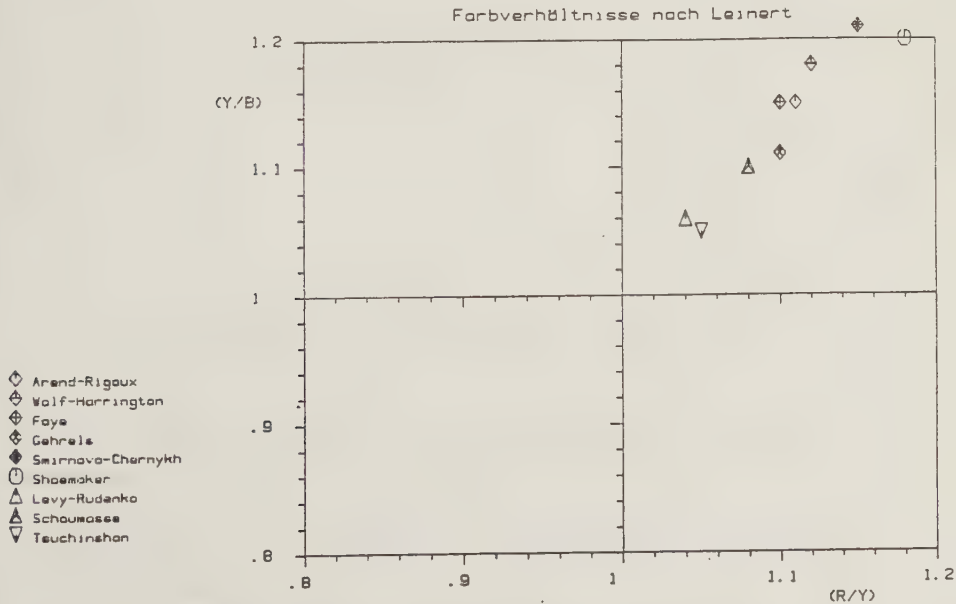


Abb. 9.18 Zweifarbandiagramm für Kometen nach Jewitt und Meech (1986)

Die Autoren kamen zu dem Ergebnis, daß durch unterschiedliche Entstehungsbedingungen die Kometen derart unterschiedlich aufgebaut sind, daß bei ihren Messungen wellenlängenabhängige Unterschiede, die auf Streuwinkelabhängigkeit und/oder unterschiedliche Sonnenabstände zurückzuführen sind, nicht nachweisbar sind. Vergleicht man diese Farbverhältnisse mit denen in Abbildung 9.17, so liegen diese im gleichen Sektor des Zweifarbendiagramms, sind aber deutlich stärker rotverschoben. Dies ist besonders deutlich bei dem von beiden Autoren untersuchten Kometen Arend-Rigaux zu sehen.

Trägt man wie in Abbildung 9.10 die Polarisierung als Funktion des Streuwinkels für die verschiedenen Wellenlängen auf, zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie für die Zodiakallicht-Modellgemische.

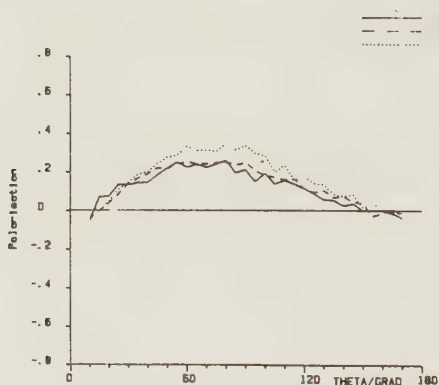


Abb. 9.19 Polarisation aufgetragen über den Streuwinkel für drei Wellenlängen nach Modell (III).

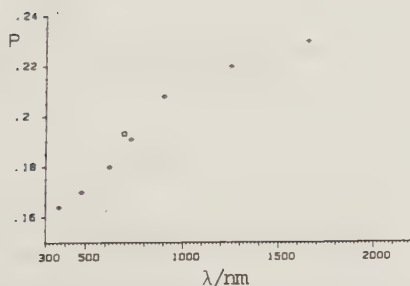
Von besonderem Interesse ist hier nicht der Maximalwert, der bei einem Streuwinkel von  $\theta \approx 70^\circ$  auftritt, sondern die Werte im Streuwinkelbereich zwischen  $105^\circ$  und  $110^\circ$ . Hier, ca. bei  $107^\circ$ , liegen Messungen des HOPE-Photopolarimeters (Levasseur-Regourd et al., 1986) vor. Sie ergaben für die Koma des Kometen Halley Polarisationsgrade von 22% bei 443 nm und von 17% bei 575 nm für die innere Koma (Abstand vom Kern ca. 2000 km) und für den weiter draußen liegenden Bereich 17% bzw. 12%

(5000 km Abstand). Für noch größere Abstände schwankt die Polarisation für beide Wellenlängen um ca. 16%. Glättet man diese Kurven in Abbildung 9.19, so erhält man folgende Werte:

| $\theta$ | 476.2 nm | 568.2 nm | 647.1 nm |
|----------|----------|----------|----------|
| 70°      | 22%      | 25%      | 30%      |
| 107°     | 17%      | 20%      | 24%      |
| 116°     | 13%      | 15%      | 21%      |

Wie man sieht, tritt hier ein gänzlich anderes wellenlängen-abhängiges Polarisationsverhalten auf. Neben den HOPE-Messungen wurden unter einem ähnlichen Streuwinkel ca. 14 Tage später von verschiedenen Beobachtern erdgebundene Polarisationsmessungen bei unterschiedlichen Wellenlängen durchgeführt. Die untenstehende Abbildung 9.20 zeigt die Polarisation der Koma des Kometen Halley in Abhängigkeit von der Wellenlänge unter einem Streuwinkel von  $\theta = 116^\circ$ .

Polarisation der Koma des Kometen Halley (03.86)  
in Abhängigkeit von der Wellenlänge ( $\theta = 116^\circ$ )



Quelle:  
Polarimetry of Comet Halley  
Workshop (Paris 2./3. April 1987)

| $\lambda$ /nm | P    | Autor   | Symbol | Blende |
|---------------|------|---------|--------|--------|
| 365           | 16.4 | Mukai   | *      | 18     |
| 480           | 17   | Mukai   | *      |        |
| 620           | 18   | Mukai   | *      |        |
| 684           | 19.3 | Bastien | o      | 22.6   |
| 800           | 20.8 | Mukai   | *      | 18     |
| 1250          | 22   | Brooke  | +      | 8-33   |
| 1650          | 23   | Brooke  | +      |        |
| 2200          | 24   | Brooke  | +      |        |

Abb. 9.20 Polarisation der Koma des Kometen Halley in Abhängigkeit von der Wellenlänge ( $\theta = 116^\circ$ ) nach Dollfus et al. 1987

Diese Abbildung wurde auf einem Workshop über Polarimetrie in Paris erarbeitet (Dollfus et al., 1987). Man sieht einen durchgehenden Anstieg der Polarisation für wachsende Wellenlängen, ähnlich dem Verhalten des Modellgemisches. Nur ist dort die Steigung größer.

Es lassen sich folgende Polarisationsgrade durch Interpolation ableiten:

480 nm - 17% ; 560 nm - 17.5% ; 650 nm - 18.3%

Vergleicht man die HOPE-Ergebnisse und die Messungen anderer, erdgebundener Beobachter (Abb. 9.15) mit der Polarisationskurve des Modellgemisches, zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.

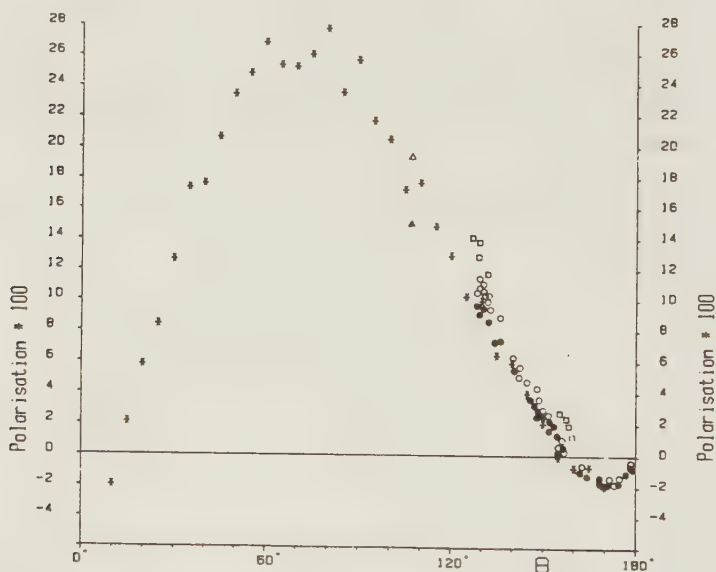


Abb. 9.21 Polarisationsmessungen am Kometen Halley im Vergleich mit der Polarisation des berechneten Modellgemisches.

- \* Polarisationsgrad aus Einzelteilchenexperiment
- Durchmesser des Meßfeldes > 10000 km
- " " ≤ 5000 km
- ▲ Levasseur-Regourd (HOPE) ≈ 5000 km
- △ " " ≈ 2000 km
- Messungen bei hoher Aktivität

Trägt man der Tatsache Rechnung, daß das Matrixmaterial des Meteoriten Allende ca. 0.27 Massenprozent Kohlenstoff

enthält (Ott et al. 1981) und ein C2-Chondrit wie Murchison 0.8 - 2.6% (Wasson, 1974; Wiik, 1956, Mittelwert aus neun C2-Chondriten: Massenanteil des Kohlenstoffs  $\approx 2.5\%$ ), so kann man annehmen, daß der Kohlenstoffgehalt des an Halley gemessenen Staubes in der Größenordnung von 1% liegt. Für die geometrische Albedo läßt sich ein angenäherter Wert von 0.037 angeben (Allende-Matrix:  $0.039 \pm 0.005$ , Murchison:  $0.035 \pm 0.003$ ). Diese Ergebnisse, welche aus der Auswertung von Intensitäts-, Polarisations- und Farbmessungen gewonnen wurden, erheben keinesfalls den Anspruch der Eindeutigkeit. Sie zeigen jedoch, daß man mit unregelmäßig geformten, absorbierenden Teilchen der in dieser Arbeit diskutierten Art bei realistischer Wahl der Teilchengrößen und Materialien in der Lage ist, den Anschluß an astronomische Messungen relativ zwanglos und ohne die oft fragwürdig speziellen Parameterannahmen früherer Rechnungen mit Hilfe der Mie-Theorie zu finden.

## 10. Ausblick

Die im letzten Kapitel vorgestellten Streueigenschaften zeigen, daß die mit dem Mehrfarben-Laser-Einzelteilchen-Streuxperiment erzielten Ergebnisse einen sehr wichtigen Beitrag zur Kalibrierung von Remote-Sensing-Messungen (HOPE) und zur Interpretation von photopolarimetrischen Messungen an extraterrestrischen Staubpopulationen liefern können.

Wichtig für weitergehende Interpretationen sind systematische Untersuchungen an Materialien ähnlicher Struktur mit unterschiedlichen aber gut bekannten Brechungsindizes bzw. an Teilchen ein und desselben Materials, die aber unterschiedlich dicht aufgebaut sind. Dies wäre durch das Einlagern von leicht flüchtigen Stoffen zu erreichen, die nach dem Erstarren der Masse ausgegast werden (ähnlich dem Gasbeton).

Auf einer Wunschliste für in der weiteren Zukunft liegende Projekte steht natürlich die Untersuchung realer extraterrestrischer Staubteilchen, wie sie zum Beispiel von der NASA in der Hochatmosphäre gesammelt werden. Die bis zur Untersuchung dieser Teilchen zu lösenden Probleme betreffen: Kürzere Meßzeiten, Manipulierbarkeit der physikalischen Umgebungsbedingungen, den astronomischen Standardfarbsystemen entsprechende Wellenlängenbereiche und eine noch sicherere Handhabung der Teilchen.

Insbesondere zum vertiefenden Verständnis der Ergebnisse polarimetrischer Messungen an Kometen ist die Untersuchung der bei den Kometenkern-Simulationsexperimenten der DFVLR erzeugten Staubteilchen von großem Interesse. Diese Teilchen bestehen zwar aus irdischen Materialien, wurden aber bis auf Schwerkrafteinflüsse unter Weltraumbedingungen erzeugt.

Die im Rahmen der oben beschriebenen Messungen erzielten Ergebnisse können dann eine solide Grundlage zur Eichung von auf zukünftigen Weltraummissionen gewonnenen Messungen darstellen. Hier sind insbesondere die von der NASA unter Mitwirkung der Bundesrepublik Deutschland geplante COMET RENDEZVOUS ASTEROID FLYBY (CRAF) Mission der NASA zum Kometen Tempel 2 und die zum Cornerstone Programm der ESA gehörende COMET NUCLEUS SAMPLE RETURN MISSION (CNSR) zu nennen.

## 11. L I T E R A T U R

## LITERATURVERZEICHNIS

- Aden, A.L.; Kerker, M.L.: 1951, Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres, J. Appl. Phys., 22, 1242-1246.
- A'Hearn, M.F.; Dwek, E.; Tokunaga, A.T.: 1984, Infrared Photometry of Comet Bowell and other comets, Ap. J., 282, 803-806.
- Asano, S.; Yamamoto, G.: 1975, Light scattering by a spheroidal particle, Appl. Opt., 14, 29-49.
- Asano, S.: 1979, Light scattering properties of spheroidal particles, Appl. Opt., 18, 712-723.
- Asano, S.; Sato, M.: 1980, Light scattering by randomly oriented spheroidal particles., Appl. Opt., 19, 962-974.
- Asano, S.: 1983, Light scattering by horizontally oriented spheroidal particles, Appl. Opt., 22, 1390-1396.
- Ashkin, A.; Dziedzic, J.M.: 1971, Optical levitation by radiation pressure, Appl. Phys. Let., 19, 283-285.
- Ashkin, A.; Dziedzic, J.M.: 1974, Stability of Optical Levitation by Radiation Pressure, Appl. Phys. Letters, 24, 586-588.
- Ashkin, A.; Dziedzic, J.M.: 1976, Optical levitation in high vacuum, Appl. Phys. Let., 28, 333-335.
- Ashkin, A.; Dziedzic, J.M.: 1980, Observation of light scattering from nonspherical particles using optical levitation, Appl. Opt., 19, 660-668.
- Ashkin, A.; Dziedzic, J.M.: 1981, Observation of optical resonances of dielectric spheres by light scattering, Appl. Opt., 20, 1803-1814.
- Barber, P.; Yeh, C.: 1975, Scattering of electromagnetic waves by arbitrarily shaped dielectric bodies, Appl. Opt., 14, 2864-2872.
- Barber, P.W.; Massoudi, H.: 1982, Recent Advances in Light Scattering Calculations for Nonspherical Particles, Aerosol Science and Technology 1, 303-315.

- Bartholdi, M.; Salzman, G.C.; Hiebert, R.D.; Seger, G.: 1977, Single-Particle Light-Scattering Measurements with a Photodiode Array, Optical Letters, 1, Nr.6, 223-225.
- Bartholdi, M.; Salzmann, G.C.; Hiebert, R.D.; Kerker, M.: 1980, Differential light scattering photometer for rapid analysis of single particles in flow, Appl. Opt., 19, 1573-1581.
- Behr, A., Siedentopf, H. : 1952, Untersuchungen über Zodiakallight und Gegenschein nach lichtelektrischen Messungen auf dem Jungfrauojoch, Z.Astrophysik, 32, 19-50.
- Biermann, L.; Michel, K.W.: 1978, On the origin of cometary nuclei in the presolar nebulae, Moon and Planets, 18, 447-464.
- Bischoff, A.: 1986, private Mitteilung
- Blackwell, D.E., Ingham, M.F. : 1961, Observations of the zodiacal light from a very high altitude station: I. The average zodiacal light, Monthly Notices Royal Astron. Soc., 127, 329-340.
- Blau, H.H.; McCleese, D.J.; Watson, D.: 1970, Scattering by Individual Transparent Spheres, Appl. Opt., 9, 2522-2528.
- Bohren, C.F.; Huffman, D.R.: 1983, Absorption and scattering of light by small particles, Wiley & Sons, New York.
- Born, M. ; Wolf, E.: 1975, Principles of optics, Pergamon Press, Oxford.
- Bottiger, J.R.: 1980, Measured light scattering matrices of single cubic particles, Dissertation, at Texas A&M University.
- Bottiger, J.R.; Fry, E.S.; Thompson, R.C.: 1980, Phase Matrix Measurements for Electromagnetic Scattering by Sphere Aggregates, in: Light Scattering by Irregularly Shaped Particles (D.W. Schuerman, Ed.) 283-290, Plenum Press, New York, London.
- Bottiger, J.R.; Voss, K.J.; Fry, E.S.: 1982, Polarized light scattering by small particles, Aerosol Science and Technology 1, 317-327.

- Brooke, T.Y.; Knacke, R.F.; Joyce, R.R.: 1986, Near-infrared studies of comet Halley: Polarization and color, Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet, Heidelberg, ESA SP-250, II, 87-89.
- Brownlee, D.E.; Tomandl, D.; Blanchard, M.B.; Ferry, G.V.; Kyte, F.: 1976a, An Atlas of Extraterrestrial Particles Collected with NASA U-2 Aircraft-1974-1976, NASA Report TM X-73, 152.
- Brownlee, D.E.; Tomandl, D.A.; Hodge, P.W.: 1976b, Extraterrestrial particles in the stratosphere, in: Interplanetary Dust and Zodiacal Light ( H. Elsässer and H. Fechtig Eds.), Lecture Notes in Physics, 48, 279-283, Springer, Heidelberg.
- Brownlee, D.E.; Rajan, R.S.; Tomandl, D.A.: 1977, A chemical and textural comparison between carbonaceous chondrites and interplanetary dust, in: Comets, Asteroids, Meteorites, ed. Delsemann, Toledo.
- Brownlee, D.E. : 1978, Microparticle Studies by Sampling Techniques, in: Cosmic Dust (J.A.M. Mc Donnell, Ed.) 295-336, John Wiley & Sons, Chichester.
- Brownlee, D.E.: 1979, Interplanetary Dust, Rev. Geophys. Space Phys., 17, 7, 1735-1742.
- Brunsting, A.; Mullaney, P.F.: 1972, Light Scattering from Coated Spheres: Model for Biological Cells, Appl. Opt., 11, 675-680.
- Cai, Q.; Liou, K.N.: 1982, Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: Theory, Appl. Opt., 21, 3569-3580.
- Cassini, J.D. : 1730, Decouverte de la lumiere celeste qui paroist dansle zodiaque, Mem. Acad. Roy. Sci. Paris, 8, (Tome VIII) (1666-1699), Comp. Libraires, Paris, 119-209.
- Chapman, C.R.; Salisbury, J.W.: 1973, Comparisons of Meteorite and Asteroidal Spectral Reflectivities, ICARUS, 19, 507-522.
- Chapman, C.R.; Morrison, D.; Zellner, B.: 1975, Surface properties of asteroids: A synthesis of polarimetry, radiometry and spectrometry, ICARUS, 25, 104-130.
- Chiapetta, P.: 1979, Quantum approach to light scattering by a charged dust grain, IL NUOVO CIMENTO, 54B, 309-353.

- Chylek, P.; Ramaswamy, V.; Ashkin, A.; Dziedzic, J.M.: 1983, Simultaneous determination of refractive index and size of spherical dielectric particles from light scattering data, *Appl. Opt.*, 22, 2302-2307.
- Coletti, A.: 1984, Light scattering by nonspherical particles: a laboratory study, *Aerosol Science and Technology* 3, 39-52.
- Davis, E.J.; Ray, A.K.: 1980, Single aerosol particle size and mass measurements using an electrodynamic balance, *J. Colloid Interface Sci.*, 75, 566-576.
- Davis, E.J.; Ravindran, P.: 1982, Single particle light scattering measurements using the electrodynamic balance, *Aerosol Science and Technology* 1, 337-350.
- Dawson, P.H.; Whetten, N.R.: 1968a, Ion Storage in three-dimensional, rotationally symmetric, quadrupole fields. I Theoretical treatment, *J. Vac. Sci. Technol.*, 5, 1-10.
- Dawson, P.H.; Whetten, N.R.: 1968b, Ion Storage in three-dimensional, rotationally symmetric, quadrupole fields. II A sensitive Mass Spectrometer, *J. Vac. Sci. Technol.*, 5, 11-18.
- Degewij, J.; Tedesco, E.F.: 1982, Do comets involve into Asteroids? Evidence from physical studies, in: *Comets*, (Laurel L. Wilkening, Ed.), 665-695, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona.
- Dohnanyi, J.S.: 1976, Sources of interplanetary dust: asteroids, in: *Interplanetary Dust and Zodiacal Light* (H. Elsässer and H. Fechtig, Eds.), *Lectures Notes in Physics*, 48, 187-205, Springer Verlag, Heidelberg.
- Dohnanyi, J.S. : 1978, Particle Dynamics, in: *Cosmic Dust* (J.A.M. McDonnell, Ed.), 527-607, John Wiley & Sons, Chichester.
- Dollfus, A.: 1971, Physical studies of asteroids by polarization of the light, in: *Physical Studies of Minor Planets*, (T. Gehrels, Ed.), NASA SP-267, 95-116.
- Dollfus, A.: 1975, Optical polarimetry of the Galilean satellites of Jupiter, *ICARUS*, 25, 416-431.

- Dollfus, A.; Geake, J.E.: 1977, Polarimetric and photometric studies of lunar samples, Phil. Trans. R. Soc. London, A, 285, 297-402.
- Dollfus, A.; Deschamps M.: 1986, Grain-Size Determination at the Surface of Mars, ICARUS, 67, 37-50.
- Dollfus, A.; Suchail, J.-L.; Crussaire, D.; Killinger, R.T.: 1986a, Comet Halley: Dust Characterization by Photopolarimetry, Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet, Heidelberg, ESA SP-250, 41-45.
- Dollfus, A.; Suchail, J.-L.: 1986b; P/Halley: Characterization of the Coma Dust by Polarimetry, The Messenger, 47, 39-41.
- Dollfus, A.; Bastien, P.; Crovisier, J.; Killinger, R.T.; Le Borgne, J.F.; Levasseur-Regourd, A.C.; Mukai, S.; Mukai, T.: 1987, Polarization of Comet Halley Workshop, 3. und 4. April, Paris.
- Dumont, R. : 1965, Separation des composantes atmospheriques interplanetaire et stellaire du ciel nocturne a 5000 A. Application a la photometrie de la lumiere zodiacale et du Gegenschein, Ann. d' Astrophys., 28, 265-320.
- Dumont, R., Sanchez-Martinez, F. : 1975a, Zodiacal Light Photopolarimetry: I. Observations, Reductions, Disturbing Phenomena, Accuracy, Astron. & Astrophys., 38, 397-403.
- Dumont, R., Sanchez-Martinez, F. : 1975b, Zodiacal Light Photopolarimetry: II. Gradients Along the Ecliptic and the Phase Function of Interplanetary Matter ,Astron. & Astrophys., 38, 405-412.
- Dumont, R. : 1976, Ground-based Observations of the Zodiacal Light, in: Interplanetary Dust and Zodiacal Light (H. Elsässer and H.Fechtig, Eds.), Lecture Notes in Physics, 48, 85-100, Springer-Verlag, Heidelberg.
- Dumont, R., Sanchez-Martinez, F. : 1976, Zodiacal Light Photopolarimetry: III. All-sky Survey From Teide 1964-1975 With Emphasis on Off-ecliptic Features, Astron. & Astrophys., 51, 393-399.

- Dumont, R., Levasseur-Regourd, A.C. : 1978, Zodiacal Light Photopolarimetry IV: Annual Variations of Brightness and the Symmetry Plane of the Zodiacal cloud. Absence of solar-cycle Variations, *Astron. & Astrophys.*, 64, 9-16.
- Dumont, R.; Levasseur-Regourd, A.C.: 1981, Zodiacal Light and Space Observation of Faint Objects, *Adv. Space Res.*, 1, 127-130.
- Dzhapiashvili, N.N.; Korol, A.N.; Sigua, L.A.: 1986, Linear polarization of P/Halley, *Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet*, Heidelberg, ESA SP-250, III, 191.
- Egan, W.G.; Veverka, J.; Noland, M.; Hilgeman, T.: 1973, Photometric and Polarimetric Properties of the Bruderheim Chondritic Meteorite, *ICARUS*, 19, 358-371.
- Elsässer, H. : 1958, Neue Helligkeits- und Polarisationsmessungen am Zodiacallicht und ihre Interpretation, *Die Sterne*, 34, No. 9-10, 166-169.
- Elwenspoek, M.: 1982, Theory of light scattering from aspherical particles of arbitrary size, *J. Opt. Soc. Amer.*, 72, 747-755.
- Erma, V.: 1969, Exact Solution for the Scattering of Electromagnetic Waves from Bodies of Arbitrary Shape III. Obstacles with Arbitrary Electromagnetic Properties, *Phys. Rev.*, 179, 1238-1246.
- Fechtig, H.: 1976, In-Situ Records of Interplanetary Dust Particles - Methods and Results, in: *Interplanetary Dust and Zodiacal Light* (H. Elsässer, H. Fechtig, Eds.), *Lecture Notes in Physics*, Vol. 48, 143-158, Springer Verlag, Heidelberg.
- Frey, A., Hoffmann, W., Lemke, D., Thum, C. : 1974, Photometry of the Zodiacal Light with the Ballon-borne Telescope THISBE, *Astron. & Astrophys.*, 36, 447-454.
- Fuller, K.A.; Kattawar, G.W.; Wang, R.T.: 1986, Electromagnetic scattering from two dielectric spheres: further comparisons between theory and experiment, *Appl. Opt.*, 25, 2521-2529.
- Geake, J.E.; Geake, M.; Zellner, B.H.: 1984, Experiments to test theoretical models of the polarization of light by rough surfaces, *MNRAS*, 210, 1, 89-112.

- Giese, R.H.; Siedentopf, H.: 1962, Ein Modellversuch zur Bestimmung der Streufunktionen nicht kugelförmiger Teilchen mit 3cm-Wellen, Zeitschr. f. Naturforschung, Bd. 17a, Heft 9, 817.
- Giese, R.H.; Grün, E.: 1976, The Compatibility of Recent Micrometeoroid Flux Curves with Observations and Models of the Zodiacal Light, in: Interplanetary Dust and Zodiacal Light (H. Elsässer, H. Fechtig, Eds.), Lecture Notes in Physics, 48, 279-283, Springer Verlag, Heidelberg.
- Giese, R.H.; Weiß, K.; Zerull, R.H.; Ono, T.: 1978, Large Fluffy Particles: A Possible Explanation of the Optical Properties of Interplanetary Dust, Astron. Astrophys., 65, 265-272.
- Grabowski, H.; Fucke, R.; Schroedter, R.: 1974, Praktische Mathematik, VEB Fachbuchverlag Leipzig
- Gradie, J.; Veverka, J.: 1982, When are spectral reflectance curves comparable?, ICARUS, 49, 109-119.
- Gradie, J.; Veverka, J.: 1986, The Wavelength Dependence of Phase Coefficients, ICARUS, 455-467.
- Greenberg, J.M.; Pedersen, N.E.; Pedersen, J.C.: 1961, Microwave analog to the scattering of light by nonspherical particles, J. Appl. Phys., 32, 233-242.
- Grehan, G.; Gouesbet, G.: 1980, Optical Levitation of a Single Particle to Study the Theory of the Quasielastic Scattering of Light, Appl. Opt., 19, 2485-2487.
- Gucker, F.T.; Egan, J.J.: 1961, Measurement of the Angular Variation of Light Scattered from Single Aerosol Droplets, Journ. of Colloid Sci., 16, 68-84.
- Güttler, A.: 1952, Die Miesche Theorie der Beugung durch dielektrische Kugeln mit absorbierendem Kern und ihre Bedeutung für die Probleme der interstellaren Materie und des atmosphärischen Aerosols, Ann. Phys., 11, 65-98.
- Gustafson, B.A.S.: 1980, Scattering by ensembles of small particles (experiment, theory and application), Reports from the Observatory of Lund, 17.

- Hallgren, D.S.; Hemenway, C.L.; Wlochowicz, R.: 1976, Magellan Collections of Large Cosmic Dust Grains, in: Interplanetary Dust and Zodiacal Light (H. Elsässer and H. Fechtig, Eds.), Lecture Notes in Physics, 48, 284-28, Springer Verlag, Heidelberg.
- Hanner, M.S., Weinberg, J.L. : 1973, Gegenschein Observations from Pioneer 10, Sky and Telescope, 45, 217-218.
- Hanner, M.S., Sparrow, J.G., Weinberg, J.L., Beeson, D.E. : 1976, Pioneer 10 Observations of Zodiacal Light Brightness Near the Ecliptic: Changes with Heliocentric Distance, in: Interplanetary Dust and Zodiacal Light (H. Elsässer and H. Fechtig, Eds.), Lecture Notes in Physics, 48, 29-35, Springer-Verlag, Heidelberg.
- Hanner, M.S.; Giese, R.H.; Weiß, K.; Zerull, R.H.: 1981, On the definition of albedo and application to irregular particles, Astron. Astrophys., 104, 42-46.
- Hanner, M.S.; Tedesco, E.; Tokunaga, A.T.; Veeder, J.; Lester, D.F.; Witteborn, F.C.; Bredman, J.D.; Gradie, J.; Lebofsky, L.: 1985a, The Dust Coma of Periodic Comet Churyumov-Gerasimenko (1982 VIII), ICARUS, 64, 11-19.
- Hanner, M.S.; Knacke, R.; Sekanina, Z.; Tokunaga, A.T.: 1985b, Dark grains on comet Crommelin, Astron. Astrophys., 152, 177-181.
- Hanner, M.S.; Campins, H.: 1986, Thermal Emission from the Dust Coma of Comet Bowell and a Model for the Grains, ICARUS, 67, 51-62.
- Hanner, M.S.: 1986, A preliminary look at the dust in Comet Halley, presented at XXVI Plenary Meeting of COSPAR, Toulouse, France, Adv. in Space Research.
- Hansen, J.E.; Travis, L.D.: 1974, Light scattering in planetary atmospheres, Space Sci. Rev., 16, 527-610.
- Hansen, M.Z.; Evans, W.H.: 1980, Polar nephelometer for atmospheric particulate studies, Appl. Opt., 19, 3389-3395.
- Hard, S.; Nilsson, O.: 1978, Laser heterodyne apparatus for roughness measurements of polished surfaces, Appl. Opt., 17, 3827-3836.

- Hard, S.; Nilsson, O.: 1979, Laser heterodyne apparatus for measuring small angle scattering from particles, *Appl. Opt.*, 18, 3018-3026.
- Hartmann, W.K.; Tholen, D.J.; Cruikshank, D.P.: 1987, The Relationship of Active Comets, "Extinct Comets" and Dark Asteroids, *ICARUS*, 69, 33-50.
- Hemenway, C.L.; Soberman, R.K.: 1962, Studies of micrometeorites obtained from a recoverable sounding rocket, *Astron. J.*, 67, 256-266.
- Heney, L.G.; Greenstein, J.L.: 1941, The theory of colors of reflection nebulae, *ApJ*, 93, 70-83.
- Hess, C.F.: 1984, Nonintrusive optical single-particle counter for measuring the size and velocity of droplets in a spray, *Appl. Opt.*, 23, 4375-4382.
- Holland, C.; Gagne, G.: 1970, The scattering of polarized light by polydisperse systems of irregular particles, *Appl. Opt.*, 9, 1113-1121.
- Holmes, A.W.: 1980, Light scattering from ammonia and water crystals, Unpublished Ph.D. thesis, Univ. of Arizona.
- Holmes, A.; Paxmann, S.: 1980, Light scattering by crystals of  $\text{NH}_3$  and  $\text{H}_2\text{O}$ , *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 12, 705-712.
- Hong, S.S.: 1985, Heney-Greenstein representation of the mean volume scattering phase function for zodiacal dust, *Astron. Astrophys.*, 146, 67-75.
- Hovenier, J.W.; van de Hulst, H.C.; van der Mee, C.V.M.: 1986, Conditions for the elements of the scattering matrix, *Astron. Astrophys.*, 157, 301-310.
- Huffman, D.R.; Stapp, J.L.: 1973, Optical measurements on solids of possible interstellar importance, in: *Interstellar Dust and Related Topics* (J.M. Greenberg and H.C. van de Hulst, Eds.), 297-301, D.Reidel, Dordrecht, Holland.
- Humes D.H., Alvarez, J.M., Kinard, W.H., O'Neal, R.L.: 1975, Pioneer 11 meteoroid detection experiment: Preliminary results, *Science*, 188, 473-474.

- Hunt, A.J.; Huffman, D.R.: 1973, A new polarization-modulated light scattering instrument, *Rev. Sci. Instrum.*, 44, 1753-1762.
- Iskander, M.F.; Lakhtakia, A.: 1984, Extension of the iterative EBCM to calculate scattering by low-loss or lossless elongated dielectric objects, *Appl. Opt.*, 23, 948-953.
- Iskander, M.F.; Olson, S.C.; Benner, R.E.; Yoshida, D.: 1986, Optical scattering by metallic and carbon aerosols of high aspect ratio, *Appl. Opt.*, 25, 2514-2520.
- Jewitt, D.C.; Meech, K.J.: 1986a, Scattering properties of cometary grains - Comet P/Halley, *Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet*, Heidelberg, ESA SP-250, II, 47-51.
- Jewitt, D.C.; Meech, K.J.: 1986b, Cometary grain scattering versus wavelength, or, "What color is comet dust?", *Ap. J.*, 310, 937-952.
- Johnson, T.V.; Pieters, C.; McCord, T.B.: 1973, *Mare Humorum: An Integrated Study of Spectral Reflectivity*, *ICARUS*, 19, 224-229.
- Kamke, D.; Kraemer, K.: 1977, *Physikalische Grundlagen der Maßeinheiten*, Teubner Studienbücher, Stuttgart.
- Keller, H.U.; Arpigny, C.; Barbieri, C.; Bonnet, R.M.; Cazes, S.; Coradini, M.; Cosmovici, C.B.; Delamere, W.A.; Huebner, W.F.; Hughes, D.W.; Jamar, C.; Malaise D.; Reitsema, H.J.; Schmidt, H.U.; Schmidt, W.K.H.; Seige, P.; Whipple, F.L.; Wilhelm, K.: 1986, First Halley Multicolour Camera imaging results from Giotto, *Nature*, 321, 320-329.
- Kerker, M.: 1969, *The scattering of light and other electromagnetic radiation*, Academic Press, New York, San Francisco, London.
- Killinger, R.: 1983, Mikrowellen-Analogieversuche zur Lichtstreuung an Tetraedern als Beitrag für die Interpretation des photometrischen Verhaltens der Jupiteratmosphäre, Diplomarbeit, Ruhr Universität Bochum
- Kirmaci, T.; Ward, G.: 1979, Scattering of  $0.627\ \mu\text{m}$  cladosporium and cubical  $4\ \mu\text{m}$  NaCl particles, *Appl. Opt.*, 18, 3328-3331.

- Kiselev, N.N.; Chernova, G.P.: 1981, Phase Functions of Polarization and Brightness and the Nature of Cometary Atmosphere Particles, ICARUS, 48, 473-481.
- Kiselev, N.N., Pushnin, P.A.; Siklitsky, V.I.; Chernova, G.P.: 1986, Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet, Heidelberg, ESA SP-250, III, 29-30.
- Kissel, J.; Brownlee, D.E.; Büchler, K.; Clark, B.C.; Fechtig, H.; Grün, E.; Hornung, K.; Igenbergs, E.B.; Jessberger, E.K.; Krueger, F.R.; Kuczera, H.; McDonnell J.A.M.; Morfill, G.M.; Rahe, J.; Schwehm, G.H.; Sekanina, Z.; Utterback, N.G.; Völk, H.J.; Zook, H.A.: 1986a, Composition of comet Halley dust particles from Giotto observations, Nature, 321, 336-337.
- Kissel, J.; Sagdeev, R.Z.; Bertaux, J.L.; Angarov, V.N.; Audouze, J.E.; Blamont, J.E.; Büchler, K.; Evlanov, E.N.; Fechtig, H.; Fomenkova, M.N.; von Hoerner, H.; Inogamov, N.A.; Khromov, V.N.; Knabe, W.; Krueger, F.R.; Langevin, Y.; Leonas, V.B.; Lvasseur-Regourd, A.C.; Managadze, G.G.; Podkolzin, S.N.; Shapiro, V.D.; Tabaldyev, S.R.; Zubkov, B.V.: 1986b, Composition of Comet Halley dust particles from Vega observations, Nature, 321, 280-282.
- Lakhtakia, A.; Varadan, V.K.; Varadan, V.V.: 1984, Scattering by highly aspherical targets: EBCM coupled with reinforced orthogonalizations, Appl. Opt., 23, 3502-3504.
- Lakhtakia, A.; Varadan, V.K.; Varadan, V.V.: 1985, Scattering and absorption characteristics of lossy dielectric, chiral, nonspherical objects, Appl. Opt., 24, 4146-4154.
- Lamy, P.L.; Perrin, J.-M.: 1986a, Volume scattering function and space distribution of the interplanetary dust cloud, Astron. Astrophys., 163, 269-286.
- Lamy, P.L.; Perrin, J.-M.: 1986b, Comet Halley: Implications of the impact measurements for the optical properties of the dust, Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet, Heidelberg, ESA SP-250, II, 65-68.
- Landolt-Börnstein, 1982; Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Neue Serie, Gruppe VI, Band 2b.

Lantrewitz, W.: 1976, Untersuchungen zur Streuung elektromagnetischer Wellen an schwach absorbierenden Zylindern verschiedener Querschnittsformen, Diplomarbeit, Bochum.

Latimer, P.: 1984a, Light scattering by a homogeneous sphere with radial projections, Appl. Opt., 23, 442-447.

Latimer, P.: 1984b, Light scattering by a structured particle: the homogeneous sphere with holes, Appl. Opt., 23, 1844-1847.

Latimer, P.: 1985, Experimental tests of a theoretical method for predicting light scattering by aggregates, Appl. Opt., 24, 3231-3239.

Le Borgne, J.F.; Leroy, J.L.; Arnaud, J.: 1986, Polarimetry of molecular bands in comets P/Halley and Hartley-Good, Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet, Heidelberg, ESA SP-250, II, 571-576.

Leinert, C., Link, H., Pitz, E. : 1974, Rocket Photometry of the Inner Zodiacal Light, Astron. & Astrophys., 30, 411-422.

Leinert, C.; Link, H.; Pitz, E.; Giese, R.H.: 1976, Interpretation of a Rocket Photometry of the Inner Zodiacal Light, Astron. Astrophys., 47, 221-230.

Leinert, C., Hanner, M.S., Pitz, E. : 1978a, On the Optical Distribution of Interplanetary Dust Near 1 AU, Astron. & Astrophys., 63, 183-187.

Leinert, C., Hanner, M.S., Richter, I., Pitz, E. : 1980, The Plane of Symmetry of Interplanetary Dust in the Inner Solar System, Astron. & Astrophys., 82, 328-336.

Leinert, C.; Richter, I.; Pitz, E.; Planck, B.: 1981, The Zodiacal light 1.0 to 0.3 AU as observed by the Helios space probes, Astron. Astrophys., 103, 177-188.

Leinert, C., Richter, I., Pitz, E., Hanner, M.S. : 1982, Helios Zodiacal Light Measurements - a Tabulated Summary, Astron. & Astrophys., 110, 355-357.

Levasseur-Regourd, A.C.; Dumont, R.: 1980, Absolute photometry of Zodiacal light, Astron. Astrophys., 84, 277-279.

- Levasseur-Regourd, A.C.; Bertaux, J.L.; Dumont, R.; Festou, M.; Giese, R.H.; Giovane, F.; Lamy, P.; Le Blanc, J.M.; Llebaria, A.; Weinberg, J.L.: 1986, Optical probing of comet Halley from Giotto spacecraft, *Nature*, 321, 341-344.
- Levine, S.; Olaofe, G.O.: 1968, Scattering of Electromagnetic Waves by Two Equal Spherical Particles, *J. Coll. Interface Sci.*, 27, 442-457.
- Lind, A.C.; Wang, R.T.; Greenberg, J.M.: 1965, Microwave scattering by nonspherical particles, *Appl. Opt.*, 4, 1555-1561.
- Liou, K.N.; Hansen, J.E.: 1971, Intensity and Polarization for Single Scattering by Polydisperse Spheres: A Comparison of Ray-Optics and Mie-Theory, *Journ. of Atm. Sci.*, 28, 995-1004.
- Liou, K.N.: 1972, Electromagnetic Scattering by Arbitrarily Oriented Ice Cylinders, *Appl. Opt.*, 11, 667-674.
- Liou, K.N.; Cai, Q.; Barber, P.W.; Hill, S.C.: 1983a, Scattering phase matrix comparison for randomly hexagonal cylinders and spheroids, *Appl. Opt.*, 22, 1684-1687.
- Liou, K.N.; Cai, Q.; Pollack, J.B.; Cuzzi, J.N.: 1983b, Light scattering by randomly oriented cubes and parallelepipeds, *Appl. Opt.*, 22, 3001-3008.
- Marsden, B.G.: 1971, Evolution of comets into asteroids, *Physical Studies of Minor Planets*, (T. Gehrels, Ed.), NASA SP-267, 413-422.
- Mazets, E.P.; Sagdeev, R.Z.; Aptekar, R.L.; Golenetskii, S.V.; Guryan, Yu.A.; Dyachkov, A.V.; Ilyinskii, V.N.; Panov, V.N.; Petrov, G.G.; Savvin, A.V.; Sokolov, I.A.; Frederiks, D.D.; Khavenson, N.G.; Shapiro, V.D.; Shevchenko: 1986, Dust in comet Halley from VEGA observations, *Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet*, Heidelberg, ESA SP-250, II, 3-10.

- McDonnell, J.A.M.; Alexander, W.M.; Burton, W.M.; Bussolletti, E.; Clark, D.H.; Grard, R.J.L.; Grün, E.; Hanner, M.S.; Hughes, D.W.; Igenbergs, E.; Kuczera, H.; Lindblad, B.A.; Mandeville, J.-C.; Minafra, A.; Schwehm, G.H.; Sekanina, Z.; Wallis, M.K.; Zarnecki, J.C.; Chakaveh, S.C.; Evans, G.C.; Evans, S.T.; Firth, J.G.; Littler, A.N.; Massonne, L.; Olearczyk, R.E.; Pankiewicz, G.S.; Stevenson, T.J.; Turner, R.F.: 1986a, Dust density and mass distribution near comet Halley from Giotto observations, *Nature*, 321, 338-341.
- McDonnell, J.A.M.; Kissel, J.; Grün, E.; Gard, R.J.L.; Langevin, Y.; Olearczyk, R.E.; Perry, C.H.; Zarnecki, J.C.: 1986b, Giotto's Dust Impact Detection System DIDSY and Particulate Impact Analyser PIA: Interim Assessment of the Dust Distribution and Properties within the Coma, *Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet, Heidelberg*, ESA SP-250, 25-38.
- McFadden, L.A.; Gaffey, M.J.; McCord, T.B.: 1984, Mineralogical-Petrological Characterization of Near-Earth Asteroids, *ICARUS*, 59, 25-40.
- Medgyesi-Mitschang, L.N.; Eftimiu, C.: 1979, Scattering from axisymmetric obstacles embedded in axisymmetric dielectrics. The method of moments solution, *Appl. Phys.*, 19, 275-285.
- Mie, G.: 1908, Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Ann. Phys.*, 25, 377-445.
- Montroll, E.W.; Hart, R.W.: 1951, Scattering of plane waves of soft obstacles. II. Scattering by Cylinders, Spheroids, and Disks, *J. Appl. Opt.*, 22, 1278-1289.
- Morrison, D.A., Zinner, E. : 1977, New Measurements of Interplanetary Dust and Solar Flare Fluxes, in: *Proc. Lunar Sci. Conf. VIII, Geochem. and Cosmochem. Acta, Supplement 8*, 841-863.
- Mugnai, A.; Wiscombe, W.J.: 1986, Scattering from nonspherical Chebyshev particles. I: cross sections, single scattering albedo, asymmetry factor, and backscattered fraction, *Appl. Opt.*, 25, 1235-1244.

- Mukai, T.; Mukai, S.; Kikuchi, S.: 1986, Role of small grains in the visible polarization of comet Halley, Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet, Heidelberg, ESA SP-250, II, 59-63.
- Mukai, T.: 1987, Handreichungen zum Workshop, Polarization of Comet Halley, 6./7. April, Paris.
- Myers, R.V.; Nordsiek, K.N.: 1984, Spectropolarimetry of Comets Austin and Churyumov-Gerasimenko, ICARUS, 58, 431-439.
- Oguchi, T.: 1973, Attenuation and phase rotation of radio waves due to rain: Calculations at 19.3 and 34.8 GHz, Radio Sci., 8, 31-38.
- Ohishi, M.; Kawara, K.; Kobayashi, Y.; Maihara, T.; Noguchi, K.; Okuda, H.; Sato, S.; Iijima, T.; Ono, T.: 1978a, Infrared Observations of Comet West (1975n). I. Observational Results, Publ. Astron. Soc. Japan, 30, 149-159.
- Ohishi, M.; Okuda, H.; Wickramasinghe, N.C.: 1978b, Infrared Observations of Comet West (1975n). II. A Model of the Cometary Dust, Publ. Astron. Soc. Japan, 30, 161-171.
- Ott, U.; Mack, R.; Chang, S.: 1981, Noble-gas-rich separates from the Allende meteorite, Geochimica et Cosmochimica Acta, 45, 1751-1788.
- Ott, U.; Kronenbitter, J.; Flores, J.; Chang, S.: 1984, Colloidally separated samples from Allende residues: Noble gases, carbon and an ESCA-study, Geochimica et Cosmochimica Acta, 48, 267-280.
- Ott, U.: 1987, private Mitteilung.
- Parkin, D. W.: 1985, Cosmic Spherules, Asteroid Collisions and the Solar Constant, in: Properties and Interactions of Interplanetary Dust, eds. R.H. Giese und P. Lamy, Reidel, Dordrecht, Holland, 183.
- Paul, W.; Steinwedel, H.: 1953, Ein Massenspektrometer ohne Magnetfeld, Zeitschr. f. Naturforschung, 8a, 448-453.
- Paul, W.; Raether, M.: 1955, Das elektrische Massenfilter, Zeitschrift für Physik, 140, 262-273.

- Perry, R.J.; Hunt, A.J.; Huffman, D.R.: 1978, Experimental determinations of Mueller scattering matrices for nonspherical particles, *Appl. Opt.*, 17, 2700-2710.
- Phillips, D.T.; Wyatt, P.J.; Berkman, R.M.: 1970, Measurement of the Lorenz-Mie scattering of a single particle: polystyrene latex, *J. Coll. Interface Sci.*, 34, 159-162.
- Phillips, D.T.; Wyatt, P.J.: 1972, Single particle light scattering measurement: Photochemical aerosols and atmospheric particulates, *Appl. Opt.*, 11, 2082-2087.
- Pinnick, R.G.; Rosen, J.M.; Hofmann, D.J.: 1973, Measured light-scattering properties of individual aerosol particles compared to Mie scattering theory, *Appl. Opt.*, 12, 37-41.
- Pinnick, R.G.; Carroll, D.E.; Hofmann, D.J.: 1976, Polarized light scattering from monodisperse randomly oriented nonspherical aerosol particles: measurements, *Appl. Opt.*, 15, 384-393.
- Pitz, E.; Leinert, C.; Schulz, A.; Link, H.: 1979, Colour and Polarization of the Zodiacal Light from Ultraviolet to the near Infrared, *Astron. Astrophys.*, 74, 15-20.
- Pluchino, A.B.; Goldberg, S.S.; Dowling, J.M.; Randall, C.M.: 1980, Refractive-index measurements of single micron-sized carbon particles, *Appl. Opt.*, 19, 3370-3372.
- Pluchino, A.B.: 1983, Radiometric levitation of spherical carbon aerosol particles using a Nd:YAG laser, *Appl. Opt.*, 22, 1861-1866.
- Pollack, J.B.; Toon, O.B.; Khare, B.N.: 1973, Optical properties of some terrestrial rocks and glasses, *ICARUS*, 19, 372-389.
- Pollack, J.B.; Cuzzi, J.N.: 1979, Scattering by nonspherical particles of size comparable to a wavelength: A new semi-empirical theory and its application to tropospheric aerosols, *J. Atmos. Sci.*, 37, 868-881.
- Pollack, J.B.; Cuzzi, J.N.: 1980, Scattering by non-spherical particles of size comparable to a wavelength. A new semi-empirical theory, in: *Light scattering by irregularly shaped particles* (d.W. Schuermann ed.), 113-126, Plenum Press, New York/London.

Quiney, R.G.; Carswell, A.I.: 1972, Laboratory measurements of light scattering by simulated atmospheric aerosols, *Appl. Opt.*, 11, 1611-1618.

Richardson, C.B.; Hightower, R.L.; Pigg, A.L.: 1986, Optical measurement of the evaporation of sulfuric acid droplets, *Appl. Opt.*, 25, 1226-1229.

Röser, S.; Staude, H.J.: 1978, The zodiacal light from 1500 Å to 60 micron: Mie scattering and thermal emission, *Astron. Astrophys.*, 67, 381-394.

Sagdeev, R.Z.; Szabò, F.; Avanesov, G.A.; Cruvellier, P.; Szabò, L.; Szegő, K.; Abergel, A.; Balazs, A.; Barinov, I.V.; Bertaux, J.-L.; Blamont, J.; Detaille, M.; Demarelis, E.; Dul'nev, G.N.; Endröczy, G.; Gardos, M.; Kanyo, M.; Kostenko, V.I.; Krasinov, V.A.; Nguyen-Trong, T.; Nyitrai, Z.; Reny, I.; Rusznyak, P.; Shamis, V.A.; Smith, B.; Shukhanov, K.G.; Szabò, F.; Szalai, S.; Tarnopolsky, V.I.; Toth, I.; Tsukanova, G.; Valnicek, B.I.; Varhalmi, L.; Zaiko, Yu. K.; Zatsepin, S.I.; Ziman, Ya.L.; Zsenei, M.; Zhukov, B.S.: 1986a, Television observations of comet Haley from Vega spacecraft, *Nature*, 321, 262-266.

Sassen, K.; Liou, K.N.: 1979, Scattering of polarized laser light by water droplets, mixed phase and ice crystal clouds. Part I: Angular scattering patterns, *J. Atmos. Sci.*, 36, 838-861.

Schiffer, R.: 1984, Theoretische Methoden zur Lichtstreuung an Teilchen mit unregelmäßiger Oberfläche, *Verhandl. DPG (VI)* 19, 1502-1515.

Schiffer, R.; Thielheim, K.O.: 1984, Scattering of scalar waves by an impenetrable rough sphere, *OPTICA ACTA*, 31, 1085-1100.

Schiffer, R.: 1987, Reflectivity of a slightly rough surface, *Appl. Opt.*, 26, 704-712.

Schuermann, D.W.; Wang, R.T.: 1981a, Experimental results of multiple scattering - Final Report - , Chemical Systems Laboratory Contractor Report ARCSL-CR-81003.

Schuerman, D.W.; Wang, R.T.; Gustafson, B.A.S.; Schaefer, R.W.: 1981b, Systematic studies of light scattering. 1.: Particle shape, *Appl. Opt.*, 20, 4039-4050.

- Schweizer, J.W.; Hanson, D.N.: 1971, Stability limit of charged drops, J. Coll. Interface Sci., 35, 417-423.
- Schwill, S.: 1979, Mikrowellen-Analogie-Messungen und qualitative Diskussion zum optischen Verhalten loser Partikelkonglomerate, Staatsexamensarbeit, Bochum.
- Shurcliff, W.A.: 1966, Polarized light, Appendix 2, Cambridge, Mass.
- Sparrow, J.G.; Weinberg, J.L.; Hahn, R.C.: 1976, Polarization of the zodiakal light: first results from Skylab, in Interplanetary Dust and Zodiakal Light, H. Elsässer und H. Fechtig, eds., Lecture Notes in Physics, 48, 45-51.
- Stöffler, D.: 1986, private Mitteilung.
- Straubel, H.: 1955a, Originalmitteilung zum Öltröpfchenversuch von Millikan, Die Naturwissenschaft, 42, 506-507.
- Straubel, H.: 1955b, Die Bewegung elektrisch geladener Teilchen und ihre Beobachtung, Zeitschr. f. Aerosolforschung und Therapie, 4, 385-391.
- Straubel, H.: 1956, Die Dosierung von Substanzmengen unter 10E-6 mittels elektrostatischer Aufladung für Zwecke der Mikroanalyse, Zeitschr. f. Elektrochemie, 60, 1033-1036.
- Straubel, H.: 1960, Die Stabilisierung elektrisch geladener Teilchen in Wechselfeldern, Acta Physica Austriaca, 8, 265-273.
- Straubel, H.: 1971, Verdampfungsmessung an Tropfen im submikroskopischen Bereich, Chemie-Ingenieur-Technik, 43, 853-855.
- Straubel, H.: 1972a, Experimente mit makroskopisch geladenen Teilchen, Physikal. Blätter, 28, 65-70.
- Straubel, H.: 1972b, Optische Verfolgung des Kristallwassereinbaus an frei schwebenden Mikrokristallen, Physikalische Blätter, 28, 488-501.
- Ström, S.: 1975, On the integral equations for electromagnetic scattering, Am. J. Phys., 43, 1060-1069.

- Takano, Y.; Tanaka, M.: 1980, Phase matrix and cross sections for single scattering by circular cylinders: a comparison of ray optics and wave theory, *Appl. Opt.*, 19, 2781-2793.
- Tholen, D.J.; Cruikshank, D.P.; Hammel, H.B.; Piscitelli, J.R.; Hartmann, W.K.; Lark, N.: 1986, A comparison of the continuum colors of P/Halley, other comets, and asteroids, *Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet*, Heidelberg, ESA SP-250, III, 503-507.
- Thompson, R.C.; Bottinger, J.R.; Fry, E.S.: 1980, Measurement of polarized light interactions via the Mueller matrix, *Appl. Opt.*, 19, 1323-1332.
- Tomasko, M.G.; West, R.A.; Castillo, N.D.: 1978, Photometry and polarimetry of Jupiter at large phase angles. I. Analysis of imaging data of a prominent belt and a zone from Pioneer 10, *ICARUS*, 33, 558-592.
- Twersky, V.: 1967, Multiple Scattering of Electromagnetic Waves by Arbitrary Configurations, *J. Math. Phys.*, 8, 589-610.
- van de Hulst, H.C.: 1981, *Light scattering by small particles*, Dover, New York.
- Vedder, J.F.: 1963, Charging and acceleration of microparticles, *Rev. Sci. Instrum.*, 34, 1175-1183.
- Vedder, J.F.: 1973, Comments on "Levitation and Stabitization of a Single Particle by Use of Negative Feedback", *Rev. Sci. Instrum.*, 44, 1092-1094.
- Vedder, J.F.: 1978, Microparticle accelerator of unique design, *Rev. Sci. Instrum.*, 49, 1-7.
- Voss, K.J.; Fry, E.S.: 1984, Measurement of the Mueller matrix for ocean water, *Appl. Opt.*, 23, 4427-4439.
- Wänke, H.: 1986, private Mitteilung.
- Wagner, J.K.; Hapke, B.W.; Wells, E.N.: 1987, Atlas of Reflectance Spectra of Terrestrial, Lunar, and Meteoritic Powders and Frosts from 92 to 1800 nm, *ICARUS*, 69, 14-28.
- Wait, J.R.: 1955, Scattering of a plane wave from a circular dielectric cylinder at oblique incidence, *Can. J. Phys.*, 33, 189-195.

- Wang, J.C.F.; Hencken, K.R.: 1986, In situ particle size measurements using a two-color laser scattering technique, *Appl. Opt.*, 25, 653-657.
- Wang, R.T.: 1968, Electromagnetic scattering by spheres of anisotropic refractive indices, PhD-thesis at Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York.
- Wang, R.T.; Greenberg, J.M.: 1976, Scattering by spheres with nonisotropic refractive indices, *Appl. Opt.*, 15, 1212-1217.
- Wang, R.T.: 1984, Extinction by Dumbbells and Chains of Spheres, In *Proceedings, 1983 CRDC Scientific Conference on Obscuration and Aerosol Research*, J. Farmer & R. Kohl, eds., RHK & A, Tullahoma, TN p. 223.
- Wang, R.T.; Gustafson, B.A.S.: 1984, Angular Scattering and Polarization by Randomly Oriented Dumbbells and Chains of Spheres, In *Proceedings, 1983 CRDC Scientific Conference on Obscuration and Aerosol Research*, J. Farmer & R. Kohl, eds., RHK & A, Tullahoma, TN p. 237.
- Wasson, J.T.: 1974, *Meteorites*, Springer Verlag, Berlin/Heidelberg/New York.
- Waterman, P.C.: 1971, Symmetry, Unitarity, and Geometry in Electromagnetic Scattering, *Phys. Rev. D*, 3, 825-839.
- Waterman, P.C.: 1979, Matrix methods in potential theory and electromagnetic scattering, *J. Appl. Phys.*, 50, 4550-4556.
- Weinberg, J.L.: 1964, The Zodiacal Light at 5300 A, *Ann. d. Astrophys.*, 27, 718-738.
- Weinberg, J.L., Hanner, M.S., Mann, H.M., Hutchison, P.B., Fimmel, R. : 1973, Observations of Zodiacal Light From the Pioneer 10 Asteroid-Jupiter Probe: Preliminary Results, *Space Res. XIII*, 1187-1192.
- Weinberg, J.L., Hanner, M.S., Beeson, D.E., DeShields II, L.M., Green, B.A. : 1974, Background Starlight Observed from Pioneer 10, *J. of Geophys. Res.*, 79, No. 25, 3665-3670.

- Weinberg, J.L.; Beeson, D.E.: 1976, Polarization Reversal in the Tail of Comet Ikeya-Seki (1965VIII), *Astron. & Astrophys.*, 48, 151-153.
- Weiß, K.: 1977, Untersuchung des Streuverhaltens von unregelmäßig geformten absorbierenden Partikeln mit Mikrowellen, Diplomarbeit, Bochum.
- Weiß, K.: 1981, Laserstreuexperimente an Einzelteilchen zur Interpretation des optischen Verhaltens interplanetaren Staubes, Dissertation, Bochum.
- Weiß-Wrana, K.: 1983, Optical properties of interplanetary dust: comparison with light scattering by larger meteoritic and terrestrial grains, *Astron. Astrophys.*, 126, 240-250.
- Wiik, H.B.: 1956, The chemical composition of some stony meteorites, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 9, 279-289.
- Whipple, F.L.: 1950, A comet model. I. Acceleration of Comet Encke, *Astrophys. J.*, 111, 374-394.
- Whipple, F.L.: 1951 A comet model. II. Physical relations for comets and meteors. *Astrophys. J.*, 113, 464-474.
- Wolff, M.: 1975, Polarization of light reflected from rough planetary surface, *Appl. Opt.*, 14, 1395-1405.
- Wolff, M.: 1980, Theory and Application of the Polarization-Albedo Rules, *ICARUS*, 44, 780-792.
- Wolff, M.: 1981, Computing diffuse reflection from particulate planetary surface with a new function, *Appl. Opt.*, 20, 2493-2498.
- Wright, A. : 1874, On the Polarization of the Zodiacal Light, *Am. J. Sci. and Arts*, Third Series 7, 451-459.
- Wuerker, R.F.; Shelton, H.; Langmuir, R.V.: 1959, Electrodynamic Containment of Charged Particles, *J. Appl. Phys.*, 30, 342-349.
- Wyatt, P.J.; Phillips, D.T.: 1972, A new instrument for the study of individual aerosol particles, *J. Coll. Interface Sci.*, 39, 125-135.

- Wyatt, P.J.: 1980, Some chemical, physical, and optical properties of fly ash particles, Appl. Opt., 19, 975-983.
- Yamakoski, K.; Honma, K.: 1985, Chemical and Isotopic Compositions of Refractory Elements in Deep Sea Spherules, in: Properties and Interactions of Interplanetary Dust, eds. R.H. Giese und P. Lamy, Reidel, Dordrecht, Holland, 175-179.
- Yeh, C. : 1964, Scattering of Obliquely Incident Light Waves by Elliptical Fibers, J. of the Opt. Soc. Am., 54, 1227-1231.
- Yeh, C.: 1965, Perturbation Method in the Diffraction of Electromagnetic Waves by Arbitrarily Shaped Penetrable Obstacles, Journ. Math. Phys., 6, 2008-2013.
- Zerull, R.: 1973, Mikrowellenanalogieexperimente zur Lichtstreuung an Staubpartikeln, BMFT-FB-W 73-18.
- Zerull, R.H.; Giese, R.H.; Weiß, K.: 1977a, Scattering functions of nonspherical dielectric and absorbing particles vs. Mie-Theory, Appl. Opt., 16, 777-778.
- Zerull, R.; Giese, R.H.; Weiß, K.: 1977b, Scattering Measurements of Irregular Particles vs. Mie-Theory, SPIE, 112, Optical Polarimetry, 191-199.
- Zerull, R.H.; Giese, R.H.; Schwill, S.; Weiß, K.: 1980, Scattering by particles of nonspherical shape, in: Light Scattering by Irregularly Shaped Particles (D.W. Schuerman, ed.), 273-282, Plenum Press, New York, London.
- Diverse Autoren: 1986, Encounters with Comet Halley The first results, Nature Supplement, 321, 259-366.

## 12. A N H Ä N G E

## ANHANG I: LISTE DER SYMBOLE

Allgemeines: Vektoren **fett**, Determinanten **fett** und unterstrichen gedruckt.

|                                           |   |                                                                             |
|-------------------------------------------|---|-----------------------------------------------------------------------------|
| $a_n$                                     | - | Streukoeffizient (Mie)                                                      |
| $a$                                       | - | Teilchenradius                                                              |
| $A$                                       | - | Albedo                                                                      |
| $A_p$                                     | - | geometrische Albedo                                                         |
| $A_B$                                     | - | Bond Albedo                                                                 |
| AU                                        | - | Astronomische Einheit                                                       |
| $b_n$                                     | - | Streukoeffizient (Mie)                                                      |
| $B, i_B$                                  | - | Streuungsfunktion bei $\lambda = 476.2 \text{ nm}$                          |
| $c$                                       | - | Lichtgeschwindigkeit im Vakuum<br>( $c = 2.997928 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ) |
| $C_{\text{abs}}$                          | - | Absorptionsquerschnitt                                                      |
| $C_{\text{ext}}$                          | - | Extinktionsquerschnitt                                                      |
| $C_{\text{sca}}$                          | - | Streuquerschnitt                                                            |
| $C(\lambda)$                              | - | Streuquerschnitt bei                                                        |
| CI                                        | - | Farbindex (Colour Index)                                                    |
| $C(\lambda_1, \lambda_2)$                 | - | Farbverhältnisse nach Leinert ( $\lambda_1 < \lambda_2$ )                   |
| D                                         | - | Teilchendurchmesser                                                         |
| $\hat{e}$                                 | - | Einheits- oder Basisvektoren                                                |
| $\hat{e}_i$                               | - | Basisvektor der einfallenden Welle                                          |
| $\hat{e}_s$                               | - | der gestreuten Welle                                                        |
| $\hat{e}_\perp$                           | - | Basisvektor senkrecht zur Streuebene                                        |
| $\hat{e}_\parallel$                       | - | parallel zur Streuebene                                                     |
| $\hat{e}_x, \hat{e}_y, \hat{e}_z$         | - | Basisvektoren in orthogonalen<br>Koordinatensystem                          |
| $\hat{e}_r, \hat{e}_\theta, \hat{e}_\phi$ | - | Basisvektoren im sphärischen Koordinaten-<br>system                         |
| $E$                                       | - | Elektrischer Feldvektor                                                     |
| $E_i$                                     | - | Feldvektor der einfallenden Strahlung                                       |
| $E_s$                                     | - | Feldvektor der gestreuten Strahlung                                         |

|                      |   |                                                        |
|----------------------|---|--------------------------------------------------------|
| $E_{\perp}, E_2$     | - | Feldvektor senkrecht zur Streuebene                    |
| $E_{\parallel}, E_1$ | - | Feldvektor parallel zur Streuebene                     |
| $E$                  | - | Elongation                                             |
| $f$                  | - | Gewichtsfaktor zu Henyey-Greenstein-Funktionen         |
| $g_1, g_2$           | - | Henyey-Greenstein Koeffizienten                        |
| $G, i_G$             | - | Streuungsfunktion bei $\lambda = 520.8 \text{ nm}$     |
| $G$                  | - | geometrischer Querschnitt eines Streukörpers           |
| $h(g_1, g_2, f)$     | - | Henyey-Greenstein-Funktion (HGF)                       |
| $H$                  | - | Feldvektor des Magnetischen Feldes                     |
| $i$                  | - | Streuungsfunktion nach van de Hulst (1981)             |
| $i_2, i_{\perp}$     | - | Streuungsfunktion senkrecht zur Streuebene polarisiert |
| $i_1, i_{\parallel}$ | - | Streuungsfunktion parallel zur Streuebene polarisiert  |
| $I$                  | - | Intensität, 1. Elemente des Stokesvektors              |
| $I_{ZL}$             | - | Intensität des Zodiakallichts                          |
| $I_{\odot}$          | - | Intensität der Sonne                                   |
| $I_2, I_{\perp}$     | - | Intensität senkrecht zur Streuebene polarisiert        |
| $I_1, I_{\parallel}$ | - | Intensität parallel zur Streuebene polarisiert         |
| $(I, Q, U, V)$       | - | Stokes Vektor (Bohren, Huffman, 1983)                  |
| $(I_1, I_2, U, V)$   | - | Stokes Vektor (van de Hulst, 1981)                     |
| $k$                  | - | Wellenzahlvektor $k = 2\pi r/\lambda$                  |
| $k$                  | - | Betrag des Wellenzahlvektors                           |
| $K$                  | - | Kontraste des Polarisationsstrahlteilers $I_1/I_2$     |
| $m$                  | - | komplexer Brechungsindex $m = m' - im''$               |
| $m(\lambda)$         | - | scheinbare astronomische Helligkeit (nur Kapitel 3.6.) |
| $M_{ij}$             | - | Meßwerte                                               |

|                     |   |                                                            |
|---------------------|---|------------------------------------------------------------|
| $P$                 | - | Polarisationsgrad                                          |
| $P_{\text{Laser}}$  | - | Lichtleistung des Lasers                                   |
| $Q$                 | - | 2. Elemente des Stokesvektors                              |
| $Q_{\text{abs}}$    | - | Absorptionswirkungsgrad                                    |
| $Q_{\text{ext}}$    | - | Extinktionswirkungsgrad                                    |
| $Q_{\text{sca}}$    | - | Streuwirkungsgrad                                          |
| $Q_{ij}$            | - | Elemente der Streu- oder Müllermatrix                      |
| $r$                 | - | Abstandsvektor (Streuzentrum - Detektor)                   |
| $R, i_R$            | - | Streufunktion bei $\lambda = 647.1 \text{ nm}$             |
| $S$                 | - | Poyntingvektor                                             |
| $S_j$               | - | Elemente der Amplitudenstreu- oder Jones-Matrix            |
| $U$                 | - | 3. Element des Stokesvektors                               |
| $V$                 | - | 4. Element des Stokesvektors                               |
| $w_i$               | - | Wichtungsfaktor beim Berechnen von Gemisch-Streufunktionen |
| $Y, i_Y$            | - | Streufunktion bei $\lambda = 568.2 \text{ nm}$             |
| $Z_0$               | - | Wellenwiderstand im Medium                                 |
| $\alpha$            | - | Größenparameter $2\pi r/\lambda$                           |
| $\alpha'$           | - | Steigung der Teilchenflußkurve                             |
| $\beta$             | - | ekliptikale Breite                                         |
| $\delta_1(\lambda)$ | - | Eichfaktor zur Anpassung der Eichwerte an die Mie-Theorie  |
| $\delta_2(\lambda)$ | - | Eichfaktor zur Anpassung der Messwerte an die Eichwerte    |

|                       |   |                                                                                                   |
|-----------------------|---|---------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $\epsilon_0$          | - | Dielektrizitätskonstante im Vakuum<br>( $\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12} \text{ C/Vm}$ )       |
| $\epsilon$            | - | Dielektrizitätskonstante                                                                          |
| $\epsilon_r$          | - | relative Dielektrizitätskonstante $\epsilon / \epsilon_0$                                         |
| $\Theta$              | - | Streuwinkel                                                                                       |
| $\lambda$             | - | Wellenlänge                                                                                       |
| $\mu_0$               | - | Induktionskonstante (Permeabilität) im<br>Vakuum ( $\mu_0 = 1.2566 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/Am}$ ) |
| $\mu$                 | - | Induktionskonstante im Material                                                                   |
| $\mu_r$               | - | relative Permeabilität $\mu / \mu_0$                                                              |
| $\chi$                | - | Exponent der Anzahldichtefunktion                                                                 |
| $\pi_n$               | - | Winkelfunktion (Mie)                                                                              |
| $\rho$                | - | spezifisches Gewicht                                                                              |
| $\sigma$              | - | elektrische Leitfähigkeit                                                                         |
| $\sigma_{\text{ges}}$ | - | differentieller Streuquerschnitt gesamt                                                           |
| $\sigma_{\perp}$      | - | - senkrecht zur Streuebene                                                                        |
| $\sigma_{\parallel}$  | - | - parallel zur Streuebene                                                                         |
| $\sigma_i$            | - | Standardabweichung des indizierten Wertes<br>(nur Kapitel 7.3 und Anhang II)                      |
| $\tau_n$              | - | Winkelfunktion (Mie)                                                                              |
| $\Phi$                | - | Phasen-Winkel                                                                                     |
| $\omega$              | - | Kreisfrequenz $\omega = 2\pi c / \lambda$                                                         |

## ANHANG II: FORMALISMUS ZUR FEHLERRECHNUNG

Für die Fehler von  $i_1 = (i_{11} + i_{21})$  und  $i_2 = (i_{12} + i_{22})$  gilt:

$$\begin{aligned}\sigma_{i_1} &= \left[ \left[ \frac{\partial}{\partial i_{11}} (i_{11} + i_{21}) \sigma_{i_{11}} \right]^2 + \left[ \frac{\partial}{\partial i_{12}} (i_{11} + i_{21}) \sigma_{i_{12}} \right]^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \left[ \left[ \sigma_{i_{11}} \right]^2 + \left[ \sigma_{i_{12}} \right]^2 \right]^{\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (\text{II.1})$$

Für  $\sigma_i$  gilt die analoge Beziehung.

Da, wie in Kapitel 7.3. gezeigt, die relativen Fehler für alle Matricelemente der Streufunktion gleich sind, gilt:

$$\frac{\sigma_{i_{11}}}{i_{11}} = \frac{\sigma_{i_{22}}}{i_{22}} = \frac{\sigma_{i_{12}}}{i_{12}} = \frac{\sigma_{i_{21}}}{i_{21}} \quad (\text{II.2})$$

Damit erhält man den relativen Fehler zu:

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_{i_1}}{i_1} &= \frac{1}{i_{11} + i_{12}} \left[ \sigma_{i_{11}}^2 + \sigma_{i_{12}}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \left[ \frac{\sigma_{i_{11}}^2 + \sigma_{i_{12}}^2}{(i_{11} + i_{12})^2} \right]^{\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (\text{II.3})$$

Hieraus folgt der relative Fehler für  $i_{\text{ges}}$  zu:

$$= \left[ \frac{\sigma_{i_1}^2 + \sigma_{i_2}^2}{(i_1 + i_2)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.4})$$

$$\text{Analog zu (II.2) gilt:} \quad \frac{\sigma_{i_1}}{i_1} = \frac{\sigma_{i_2}}{i_2} \quad (\text{II.5})$$

Eingesetzt erhält man:

$$\frac{\sigma_{i_{ges}}}{i_{ges}} = \left[ \frac{\frac{\sigma_{i_{11}}^2 + \sigma_{i_{21}}^2}{(i_{11} + i_{21})^2} i_1^2 + \frac{\sigma_{i_{22}}^2 + \sigma_{i_{12}}^2}{(i_{22} + i_{12})^2} i_2^2}{(i_1 + i_2)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.6})$$

Setzt man (II.2), (II.3) und (II.5) in (II.6) ein, so erhält man:

$$\begin{aligned} &= \left[ \frac{\sigma_{i_{11}}^2 + \sigma_{i_{12}}^2}{(i_{11} + i_{12})^2} \cdot \frac{i_1^2 + i_2^2}{(i_1 + i_2)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{\sigma_{i_1}}{i_1} \left[ \frac{i_1^2 + i_2^2}{(i_1 + i_2)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{II.7})$$

Für den Fehler der Polarisation  $\sigma_p$  gilt:

$$\frac{\partial p}{\partial i_1} = \frac{(i_1 + i_2) - (i_1 - i_2)}{(i_1 + i_2)^2} = \frac{2i_2}{(i_1 + i_2)^2} \quad (\text{II.8})$$

$$\frac{\partial p}{\partial i_2} = \frac{-(i_1 + i_2) - (i_1 - i_2)}{(i_1 + i_2)^2} = \frac{-2i_1}{(i_1 + i_2)^2} \quad (\text{II.9})$$

$$\sigma_p = \left[ \left[ \frac{2i_2}{(i_1 + i_2)^2} \right]^2 \sigma_{i_1}^2 + \left[ \frac{-2i_1}{(i_1 + i_2)^2} \right]^2 \sigma_{i_2}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.10})$$

$$= \frac{2}{(i_1 + i_2)^2} \left[ (i_2 \sigma_{i_1})^2 + (i_1 \sigma_{i_2})^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \frac{2}{(i_1 + i_2)^2} \left[ i_2^2 i_1^2 \frac{\sigma_{i_{11}}^2 + \sigma_{i_{21}}^2}{(i_{11} + i_{21})^2} + i_1^2 i_2^2 \frac{\sigma_{i_{22}}^2 + \sigma_{i_{12}}^2}{(i_{22} + i_{12})^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

mit 
$$\frac{\sigma_{i_{11}}^2 + \sigma_{i_{21}}^2}{(i_{11} + i_{21})^2} = \frac{\sigma_{i_{22}}^2 + \sigma_{i_{12}}^2}{(i_{22} + i_{12})^2}$$
 erhält man:

$$\sigma_p = \frac{2}{(i_1 + i_2)^2} \left[ \frac{\sigma_{i_{11}}^2 + \sigma_{i_{21}}^2}{(i_{11} + i_{12})^2} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[ i_2^2 i_1^2 + i_1^2 i_2^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Der absolute Fehler  $\sigma_p$  der Polarisisation beträgt:

$$\sigma_p = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot \frac{i_1 i_2}{(i_1 + i_2)^2} \cdot \frac{\sigma_{i_1}}{i_1} \quad (\text{II.11})$$

Hieraus berechnet sich der relative Fehler zu:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{i_1 + i_2}{i_1 - i_2} \cdot 2 \sqrt{2} \cdot \frac{i_1 i_2}{(i_1 + i_2)^2} \cdot \frac{\sigma_{i_1}}{i_1}$$

$$\frac{\sigma_p}{p} \approx 2 \sqrt{2} \cdot \frac{i_1 i_2}{i_1^2 - i_2^2} \cdot \frac{\sigma_{i_1}}{i_1} \quad (\text{II.12})$$

## ANHANG III: STREUKÖRPER KATALOG

| Name          | Größe                            | Merkmale, Struktur                                                                                                 |
|---------------|----------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| I             | Kohlenstoff (Aktivkohle)         |                                                                                                                    |
| 0802-carb-1   | 108 * 81 $\mu\text{m}$           | kompakt, zerklüftet                                                                                                |
| 0802-carb-2   |                                  | - Teilchen nicht geborgen -                                                                                        |
| 0802-carb-3   | 75 * 66 $\mu\text{m}$            | kompakt, feinkörnig rauhe Oberfläche                                                                               |
| 0805-carb-1   | 44 * 30 $\mu\text{m}$            | kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche                                                                   |
| 1321-carb-1   | 57 * 38 $\mu\text{m}$            | kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche                                                                   |
| 1322-carb-1   | 57 * 38 $\mu\text{m}$            | kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche                                                                   |
| 1323-carb-1   | 40 * 28 $\mu\text{m}$            | kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche                                                                   |
| 1327-carb-1   | 110 * 105 $\mu\text{m}$          | kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche                                                                   |
| 1328-carb-1   |                                  | - Teilchen nicht geborgen -                                                                                        |
| 1712-carb-1   |                                  | - Teilchen nicht geborgen -                                                                                        |
| 1713-carb-1 + | 129 * 88 $\mu\text{m}$           | zerbrochen in 3 Fragmente, kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche, aber lose aufgebaut, (Detailaufnahme) |
| 1714-carb-1 + | 38 * 31 $\mu\text{m}$            | kompakt, zerklüftete rauhe Oberfläche                                                                              |
| 1715-carb-1   | 90 * 67 $\mu\text{m}$<br>(* 100) | kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche; zwei Aufnahmen, von Oben und von der Seite                       |
| 1716-carb-1 + | 95 * 67 $\mu\text{m}$            | kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche                                                                   |

Alle geborgenen Teilchen wurden zur Erstellung der Abb. 8.10 und Abb. 8.18 benutzt. Die mit + markierten Teilchen wurden in Abb. 8.2 benutzt.

| Name         | Größe                          | Merkmale, Stuktur                                                                                                                                        |
|--------------|--------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| II           | Meteorit Allende (Einschlüsse) | e - helle; d - dunkle                                                                                                                                    |
| 0808-all-e-1 |                                | - Teilchen nicht geborgen -<br>dielektrisch                                                                                                              |
| 0808-all-e-2 |                                | - Teilchen nicht geborgen - stark<br>absorbierend                                                                                                        |
| 0809-all-e-1 |                                | - Teilchen nicht geborgen -<br>dielektrisch                                                                                                              |
| 0809-all-e-2 | 200 * 73 µm<br>(* 121 µm)      | Form stark unregelmäßig, zwei<br>kompakte Teilchen (87*104*70<br>und 130*70*55) mit Verbindung;<br>aus Bausteinen aufgebaut (5 bis<br>25 µm Durchmesser) |
| 0812-all-e-1 | 128 * 106 µm                   | sehr rauhe Oberfläche,<br>Bausteingrößen 0.5 bis 4 µm                                                                                                    |
| 1314-all-e-1 | 28 * 17 µm                     | kompakt                                                                                                                                                  |
| 1315-all-e-1 |                                | - Teilchen nicht geborgen -                                                                                                                              |
| 1316-all-e-1 | 19 * 20 µm                     | kompakt, kürbisförmig (s. 0807-<br>all-m-1)                                                                                                              |
| 1317-all-e-1 | 50 * 30 µm                     | kompakt, sehr rauhe,<br>zerklüftete Oberfläche                                                                                                           |
| 1320-all-e-1 | 39 * 20 µm                     | kompakt, sehr rauhe,<br>zerklüftete Oberfläche                                                                                                           |
| 2409-all-d-1 | 18 * 16 µm                     | kompakt, sehr rauhe Oberfläche                                                                                                                           |
| 2410-all-d-1 | 31 * 20 µm                     | weniger kompakt (zerbrochen),<br>sehr rauhe, zerklüftete<br>Oberfläche                                                                                   |
| 2410-all-d-2 | 46 * 21 µm                     | kompakt, sehr rauhe Oberfläche                                                                                                                           |
| 2410-all-d-3 | 47 * 26 µm                     | weniger kompakt, sehr rauhe,<br>zerklüftete Oberfläche                                                                                                   |
| 2411-all-d-1 | 30 * 30 µm                     | weniger kompakt, sehr rauhe,<br>zerklüftete Oberfläche                                                                                                   |

Alle geborgenen Teilchen wurden zur Erstellung von Abb. 8.20 und Abb. 8.25 benutzt.

| <u>Name</u>  | <u>Größe</u>                | <u>Merkmale, Struktur</u>                                                 |
|--------------|-----------------------------|---------------------------------------------------------------------------|
| III          | Meteorit Allende (Matrix)   |                                                                           |
| 0807-all-m-1 | - Teilchen nicht geborgen - |                                                                           |
| 0807-all-m-2 | 78 * 37 µm                  | sehr lose aufgebaut, besteht aus ca. 15 kompakten Spherulen (5 bis 23 µm) |
| 0807-all-m-3 | 70 * 40 µm<br>(* 47 µm)     | kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche                          |
| 1303-all-m-1 | 25 * 17 µm                  | kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche                          |
| 1303-all-m-2 | 52 * 38 µm                  | sehr unregelmäßig, kompakt, zerklüftete feinkörnig rauhe Oberfläche       |
| 1306-all-m-1 | 60 * 43 µm                  | kompakt, sehr poröse Oberfläche, Bausteingrößen 0.2 bis 5 µm              |
| 1308-all-m-1 | 28 * 24 µm                  | kompakt, rauhe Oberfläche                                                 |
| 1310-all-m-1 | - Teilchen nicht geborgen - |                                                                           |
| 1313-all-m-1 | 46 * 34 µm                  | kompakt, schuppige Oberfläche                                             |

Alle geborgenen Teilchen wurden zur Erstellung von Abb. 8.7, Abb. 8.20 und 8.25 benutzt.

| <u>Name</u>  | <u>Größe</u>           | <u>Merkmale, Struktur</u>                                                     |
|--------------|------------------------|-------------------------------------------------------------------------------|
| IV           | Allende Kohlenstoff    | Residuum                                                                      |
| 2516-all-c-1 | 120 * 65 $\mu\text{m}$ | kompakt, kuppenförmige<br>Mikrorauhigkeit                                     |
| 2519-all-c-1 | 60 * 40 $\mu\text{m}$  | kompakt, kuppenförmige<br>Mikrorauhigkeit, teilweise<br>Spherulen             |
| 2520-all-c-1 | 45 * 40 $\mu\text{m}$  | kompakt, kuppenförmige<br>Mikrorauhigkeit, teilweise<br>Spherulen             |
| 2521-all-c-1 | 110 * 65 $\mu\text{m}$ | kompakt, kuppenförmige<br>Mikrorauhigkeit                                     |
| 2522-all-c-1 | 77 * 32 $\mu\text{m}$  | kompakt, kuppenförmige<br>Mikrorauhigkeit                                     |
| 2522-all-c-2 | 88 * 38 $\mu\text{m}$  | kompakt, kuppenförmige<br>Mikrorauhigkeit, teilweise<br>Spherulen             |
| 2522-all-c-3 | 40 * 38 $\mu\text{m}$  | kompakt, kuppenförmige<br>Mikrorauhigkeit, teilweise<br>Spherulen, zerbrochen |

Alle geborgenen Teilchen wurden zur Erstellung von Abb. 8.9, Abb. 8.20 und Abb. 8.25 benutzt.

| <u>Name</u> | <u>Größe</u>                                   | <u>Merkmale, Stuktur</u>                                                                                                                                                                  |
|-------------|------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| V           | Andesit                                        |                                                                                                                                                                                           |
| 1206-and-1  | 38 * 19 $\mu\text{m}$                          | sehr kompakt, aus Platten aufgebaut                                                                                                                                                       |
| 1211-and-1  | 21 * 15 $\mu\text{m}$                          | sehr kompakt, scharfe Kanten                                                                                                                                                              |
| 1211-and-2  | 43 * 20 $\mu\text{m}$<br>12 * 10 $\mu\text{m}$ | zwei Teilchen, kompakt                                                                                                                                                                    |
| 1212-and-1  |                                                | - Teilchen nicht geborgen -                                                                                                                                                               |
| 1212-and-2  |                                                | - Teilchen nicht geborgen -                                                                                                                                                               |
| 1216-and-1  | 38 * 19 $\mu\text{m}$                          | sehr kompakt, nahezu rechteckig                                                                                                                                                           |
| 1217-and-1  | 33 * 26 $\mu\text{m}$                          | kompakt, einige Klüfte                                                                                                                                                                    |
| 1219-and-1  | 31 * 18 $\mu\text{m}$                          | sehr kompakt, rautenförmig                                                                                                                                                                |
| 1220-and-1  | 35 * 21 $\mu\text{m}$                          | kompakt, scheint aus zwei Fraktionen zu bestehen, unter dem Lichtmikroskop waren zwei dunkle Kerne in fast klarer Hülle zu sehen, im REM-Aufnahme zwei verschiedene Oberflächenstrukturen |

| <u>Name</u> | <u>Größe</u>           | <u>Merkmale, Stuktur</u>                        |
|-------------|------------------------|-------------------------------------------------|
| VI          | Dolomit                |                                                 |
| 1122-dol-1  | 55 * 59 $\mu\text{m}$  | sehr kompakt                                    |
| 1511-dol-1  | 126 * 45 $\mu\text{m}$ | schichtig, faserige Form (?)                    |
| 1512-dol-1  | 30 * 30 $\mu\text{m}$  | kompakt, unregelmäßig; schwach rauhe Oberfläche |
| 1513-dol-1  | 52 * 27 $\mu\text{m}$  | kompakt, schwach rauhe Oberfläche               |

| <u>Name</u>   | <u>Größe</u>          | <u>Merkmale, Stuktur</u>                                                                                                                                     |
|---------------|-----------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| VII           | Flugasche             |                                                                                                                                                              |
| 0722-flyash-1 |                       | - Teilchen nicht geborgen -                                                                                                                                  |
| 0723-flyash-1 |                       | - Teilchen nicht geborgen -                                                                                                                                  |
| 0723-flyash-2 | 40 * 30 $\mu\text{m}$ | besteht aus einem sphärischen, scheinbar hohlen großen Teilchen (30 $\mu\text{m}$ ) und 5 kleinen ebenfalls sphärischen Anhängseln (4 bis 11 $\mu\text{m}$ ) |
| 1418-flyash-1 | 85 * 68 $\mu\text{m}$ | unregelmäßig, lose aufgebaut, es kommen Mikrospherulen vor (<4 $\mu\text{m}$ )                                                                               |
| 1420-flyash-1 | 14 * 14 $\mu\text{m}$ | nahezu sphärisch, es ist aber eine Stuktur unter der Envelope zu erkennen                                                                                    |
| 1425-flyash-1 | 47 * 46 $\mu\text{m}$ | sehr kompakt, nahezu sphärisch, glatte Oberfläche                                                                                                            |
| 1426-flyash-1 | 80 * 40 $\mu\text{m}$ | besteht aus ca 4 Bausteinen, Oberflächen glatt aber löchrig                                                                                                  |
| 1427-flyash-1 | 47 * 29 $\mu\text{m}$ | sehr kompakt, glatte, löchrige Oberfläche                                                                                                                    |
| 1428-flyash-1 | 25 * 25 $\mu\text{m}$ | sphärisch, sehr poröse Oberfläche (Abb. 8.33)                                                                                                                |
| 1503-flyash-1 | 22 * 14 $\mu\text{m}$ | sehr kompakt, nahezu glatte Oberfläche                                                                                                                       |

Alle geborgenen Teilchen wurden zur Erstellung von Abb. 8.10 und Abb. 8.17 benutzt.

| <u>Name</u>   | <u>Größe</u>       | <u>Merkmale, Stuktur</u>                        |
|---------------|--------------------|-------------------------------------------------|
| VIII          | Glaskugeln (82 µm) |                                                 |
| 0718-ekug-1   | 82 µm              | sehr glatte Oberfläche, ein Loch (3 µm)         |
| 0718-ekug-2   | 85 µm              | sehr glatte Oberfläche                          |
| 0816-ekug-1,2 | 84 µm              | sehr glatte Oberfläche (Oberflächenbild)        |
| 0805-ekug-1   |                    | - Teilchen nicht geborgen -                     |
| 1003-ekug-1   |                    | - Teilchen nicht geborgen -                     |
| 1029-ekug-1   | 82.5 µm            | sehr glatte Oberfläche                          |
| 1330-ekug-1   | 81 µm              | sehr glatte Oberfläche                          |
| 1331-ekug-1   | 99 * 92 µm         | eiförmig, sehr glatte Oberfläche (Abb. 8.31)    |
| 1403-ekug-1   |                    | - Teilchen nicht geborgen -                     |
| 1524-ekug-1   | 82 µm              | glatte Oberfläche mit Mikrorauigkeit (Abb. 7.1) |

| Name                     | Größe                    | Merkmale, Stuktur                               |
|--------------------------|--------------------------|-------------------------------------------------|
| IX Glaskugeln (sonstige) |                          |                                                 |
| 0820-kug-1,2             | 37 $\mu\text{m}$         | sehr glatte Oberfläche                          |
| 0821-kkug-1,2            | 25 $\mu\text{m}$         | sehr glatte Oberfläche<br>(Abb. 7.2)            |
| 0822-kkug-1,2            | 24 $\mu\text{m}$         | sehr glatte Oberfläche                          |
| 1321-kkug-1              | 18 $\mu\text{m}$         | Oberfläche mit kleinskaliger<br>Rauhigkeit      |
| 1322-kkug-1              | 29 $\mu\text{m}$         | sehr glatte Oberfläche                          |
| 1405-kug-1               | 54 * 56 $\mu\text{m}$    | elongiert, rauhe Oberfläche<br>(Abb. 8.32)      |
| 1406-kug-1               | 29 $\mu\text{m}$         | sehr glatte Oberfläche                          |
| 1410-kug-1               | 46.5 $\mu\text{m}$       | glatte Oberfläche                               |
| 1411-5kug-1              | 46 $\mu\text{m}$         | sehr glatte Oberfläche                          |
| 1514-kkug-1              | 21 $\mu\text{m}$         | Oberfläche mit kleinskaliger<br>Rauhigkeit      |
| X Kugeln (mehrfache)     |                          |                                                 |
| 7017-mkug-1              | 1 - 83 $\mu\text{m}$     | - Teilchen nicht geborgen -                     |
|                          | 1 - 20 $\mu\text{m}$     |                                                 |
|                          | 3 - 10 $\mu\text{m}$     |                                                 |
|                          | ca 10 - <4 $\mu\text{m}$ |                                                 |
| 1324-kuclu-1             | 1 - 70 $\mu\text{m}$     | 3 Teilchen, große Kugel mit<br>Beule            |
|                          | 2 - 45 $\mu\text{m}$     |                                                 |
| 1407-kuclu-1             | 1 - 34 $\mu\text{m}$     | 4 Kugeln                                        |
|                          | 2 - 30 $\mu\text{m}$     |                                                 |
|                          | 1 - 20 $\mu\text{m}$     |                                                 |
| 1615-pkuclu-1            | 2 - 60 $\mu\text{m}$     | zwei große Kugeln und viele<br>kleine Anhängsel |

| Name          | Größe      | Merkmale, Struktur                                                      |
|---------------|------------|-------------------------------------------------------------------------|
| XI Kaolin     |            |                                                                         |
| 2405-kaolin-1 | 30 * 30 µm | flockige Struktur (Photographie wegen Präparationsfehler nicht möglich) |
| 2407-kaolin-1 |            | - Teilchen verloren -                                                   |
| 2408-kaolin-1 | 30 * 45 µm | flockige, schuppige Struktur                                            |
| 2408-kaolin-3 | 35 * 23 µm | flockige, schuppige Struktur                                            |

Alle geborgenen Teilchen wurden zur Erstellung von Abb. 8.15 benutzt.

|                 |            |                                                                            |
|-----------------|------------|----------------------------------------------------------------------------|
| XII Magnetit    |            |                                                                            |
| 0828-magnet-1   | 30 * 20 µm | kompakt, stark zerklüftete Oberfläche                                      |
| 0902-magnet-1   | 20 * 25 µm | kompakt, scharfkantig                                                      |
| 0916-magnet-1,2 |            | - Teilchen nicht geborgen -                                                |
| 0917-magnet-1   |            | - Teilchen nicht geborgen -                                                |
| 0917-magnet-2   | 52 * 30 µm | pfeilspitzenförmig, glatte Oberfläche, scharfkantig                        |
| 0918-magnet-1   |            | - Teilchen nicht geborgen -                                                |
| 0919-magnet-1   | 44 * 14 µm | sehr kompakt, kantig (scheint lang zu sein, steht hochkant auf dem Träger) |
| 0926-magnet-1   | 25 * 25 µm | stark rauhe Oberfläche (Magnetit?)                                         |

|                     |            |                             |
|---------------------|------------|-----------------------------|
| XIII Montmorillonit |            |                             |
| 0924-montm-1        |            | - Teilchen nicht geborgen - |
| 0925-montm-1        | 75 * 35 µm | zerbrochen (?), sehr porös  |
| 1001-montm-1        |            | - Teilchen nicht geborgen - |
| 1504-montm-1 +      | 80 * 22 µm | sehr rauhe Oberfläche       |
| 1506-montm-1 +      | 57 * 35 µm | sehr rauhe Oberfläche       |
| 1507-montm-1 +      | 70 * 40 µm | sehr rauhe Oberfläche       |

Alle geborgenen Montmorillonit-Teilchen wurden zur Erstellung von Abb. 8.16 benutzt, die mit + markierten zu Abb. 8.2.

| Name         | Größe              | Merkmale, Struktur                                                                 |
|--------------|--------------------|------------------------------------------------------------------------------------|
| XIV          | Meteorit Murchison |                                                                                    |
| 0806-murch-1 | 22 * 15 µm         | -kein Foto-                                                                        |
| 0806-murch-2 | 26 * 17 µm         | -kein Foto-                                                                        |
| 0806-murch-3 | 110 * 95 µm        | -kein Foto-                                                                        |
| 1223-murch-1 | 58 * 40 µm         | unregelmäßig, rauhe Oberfläche                                                     |
| 1223-murch-2 | 37 * 26 µm         | kompakt, stark strukturierte,<br>rauhe Oberfläche                                  |
| 1227-murch-1 |                    | - Teilchen nicht geborgen -                                                        |
| 1230-murch-1 | 40 * 30 µm         | (?) rein dielektrisch                                                              |
| 1230-murch-2 |                    | - Teilchen nicht geborgen -                                                        |
| 1231-murch-1 | 65 * 40 µm         | sehr unregelmäßig, sehr rauhe<br>Oberfläche, aus kleineren<br>Bausteinen aufgebaut |
| 1302-murch-1 | 55 * 30 µm         | kompakt, sehr feinporige<br>Oberfläche (Skalengröße unter<br>0.5 µm)               |
| 1302-murch-2 | 52 * 30 µm         | kompakt, sehr feinporige<br>Oberfläche (Skalengröße unter<br>0.5 µm)               |

Alle geborgenen Teilchen wurden zur Erstellung von Abb. 8.26 benutzt.

| <u>Name</u> | <u>Größe</u>                                                        | <u>Merkmale, Struktur</u>                                                               |
|-------------|---------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------|
| XV          | Obsidian                                                            |                                                                                         |
|             | (zwei Proben: (r) makroskopisch rot-bräunlich,<br>flockige Struktur |                                                                                         |
|             | (d) makroskopisch dunkel, fast<br>schwarz, kompakt                  |                                                                                         |
| 1525-obs-1  | 220 * 130 µm                                                        | kompakt, scharfkantig, leicht<br>rauhe Oberfläche, (r)                                  |
| 1720-obs-1  | 45 * 35 µm                                                          | kompakt, scharfkantig, glatte<br>Flächen mit kleinen Anhängseln,<br>(r)                 |
| 1721-obs-1  | 50 * 35 µm                                                          | kompakt, scharfkantig, glatte<br>Flächen mit kleinen Anhängseln,<br>Detailaufnahme, (r) |
| 1722-obs-1  |                                                                     | sehr lose aufgebaut, beim<br>Bergen zerbrochen, (r)                                     |
| 1723-obs-1  | 120 * 75 µm                                                         | sehr lose aufgebaut (fluffy),<br>(r)                                                    |
| 1726-obs-1  | 45 * 35 µm                                                          | kompakt, glattflächig,<br>scharfkantig, (d)                                             |
| 1727-obs-1  | 30 * 25 µm                                                          | blättrig aufgebaut, (?)<br>Obsidian, (d)                                                |
| 1728-obs-1  | 100 * 70 µm                                                         | kompakt, glattflächig,<br>scharfkantig, (d)                                             |
| 1730-obs-1  | 62 * 55 µm                                                          | kompakt, glattflächig,<br>scharfkantig, (d)                                             |

Alle mit (d) markierten Teilchen wurden zur Erstellung von  
Abb. 8.34 und Abb. 8.36 benutzt.

Alle mit (r) markierten Teilchen wurden zur Erstellung von  
Abb. 8.35 und Abb. 8.36 benutzt.

| <u>Name</u>   | <u>Größe</u>          | <u>Merkmale, Struktur</u>                                                                            |
|---------------|-----------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| XVI           | Olivin                |                                                                                                      |
| 2528-olivin-1 | 106 * 44 µm           | kompakt, glattflächig,<br>scharfkantig                                                               |
| 2529-olivin-1 | - Teilchen verloren - |                                                                                                      |
| 2529-olivin-2 | 62 * 25 µm            | kompakt, glattflächig,<br>scharfkantig, Oberfläche<br>teilweise mit tröpfchenartiger<br>Beschichtung |
| 2530-olivin-1 | 15 * 15 µm            | kompakt, sehr rau, zerklüftet                                                                        |
| 2610-olivin-1 | 70 * 30 µm            | kompakt, glattflächig,<br>scharfkantig                                                               |
| 2610-olivin-2 | 130 * 55 µm           | kompakt, glattflächig,<br>scharfkantig                                                               |
| 2611-olivin-1 | 50 * 20 µm            | kompakt, glattflächig,<br>scharfkantig                                                               |
| 2612-olivin-1 | 50 * 43 µm            | kompakt, glattflächig,<br>scharfkantig                                                               |

Alle geborgenen Teilchen wurden zur Erstellung von Abb. 8.8, Abb. 8.12 und 8.14 benutzt.

| Name          | Größe             | Merkmale, Stuktur                                                                           |
|---------------|-------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------|
| XVII          | Polystyren Kugeln |                                                                                             |
| 1616-pkug-1   | 34 $\mu\text{m}$  | sehr raue Oberfläche mit kleinen Anhängseln (Abb. 8.28)                                     |
| 1618-pkug-1   | 80 $\mu\text{m}$  | gute Kugel, aber mikrorauhe Oberfläche (Detailaufnahme, Rauigkeit unter 0.5 $\mu\text{m}$ ) |
| 1621-pkug-1   | 58 $\mu\text{m}$  | raue Oberfläche mit kleinen (<5 $\mu\text{m}$ ) Anhängseln                                  |
| 1622-pkug-1   | 81 $\mu\text{m}$  | Kugel mit Mikrorauigkeit und kleinen Anhängseln                                             |
| 1625-pkug-1   | 71 $\mu\text{m}$  | Kugel mit mit Defekten (Skalengröße 10 $\mu\text{m}$ ) (Abb. 8.29)                          |
| 1629-pkug-1   | 30 $\mu\text{m}$  | leicht deformierte Kugel (Abb. 8.30)                                                        |
| 1702-pkug-1,2 | 100 $\mu\text{m}$ | Kugel mit Mikrorauigkeit, (Detailaufnahme)                                                  |
| 1705-pkug-1   | 42 $\mu\text{m}$  | Kugel mit sehr starker Mikrorauigkeit, (Detailaufnahme: Skalengröße unter 1 $\mu\text{m}$ ) |
| 1707-pkug-1   | 41 $\mu\text{m}$  | Kugel mit Mikrorauigkeit                                                                    |
| 1709-pkug-1   | 115 $\mu\text{m}$ | Kugel mit Mikrorauigkeit (Abb. 7.3)                                                         |

| <u>Name</u>      | <u>Größe</u> | <u>Merkmale, Struktur</u>                                                     |
|------------------|--------------|-------------------------------------------------------------------------------|
| XVIII      Quarz |              |                                                                               |
| 0724-quarz-2     | 170 * 85 µm  | kompakt, glattflächig,<br>scharfkantig                                        |
| 0731-quarz-1     | 30 * 20 µm   | kompakt, rauh                                                                 |
| 0731-quarz-2     | 30 * 30 µm   | kompakt, makrorauh                                                            |
| 0731-quarz-3     | 25 * 15 µm   | kompakt, makrorauh                                                            |
| 1004-quarz-1     | 75 * 35 µm   | kompakt, glattflächig,<br>mikrorauh                                           |
| 1004-quarz-2     | 115 * 90 µm  | kompakt, glattflächig,<br>mikrorauh, scharfkantig                             |
| 1030-quarz-1     | 30 * 20 µm   | sehr unregelmäßig, makrorauh                                                  |
| 1106-quarz-1     | 100 * 40 µm  | teilweise im Klebstoff<br>versunken, scharfkantig,<br>glattflächig, mikrorauh |
| 1107-quarz-1     | 30 * 25 µm   | kompakt, makro- und mikrorauh                                                 |
| 1108-quarz-1     | 35 * 30 µm   | kompakt, glattflächig,<br>mikrorauh, scharfkantig                             |
| 1114-quarz-1     |              | - Teilchen nicht geborgen -                                                   |
| 1115-quarz-1     |              | - Teilchen nicht geborgen -                                                   |

Alle geborgenen Teilchen wurden zur Erstellung von Abb. 8.10 und Abb. 8.13 benutzt.

| <u>Name</u>                                                                            | <u>Größe</u> | <u>Merkmale, Struktur</u>                                        |
|----------------------------------------------------------------------------------------|--------------|------------------------------------------------------------------|
| XIX Dioplas (stark türkisfarbener Halbedelstein)                                       |              |                                                                  |
| 1329-diop-1                                                                            | 110 * 40 µm  | kompakt, glattflächig,<br>mikrorauh, scharfkantig                |
| 1413-diop-1                                                                            | 40 * 35 µm   | kompakt, glattflächig,<br>mikrorauh, scharfkantig<br>(Abb. 8.27) |
| XX Magnesiumoxid                                                                       |              |                                                                  |
| 1413-mgo-1                                                                             | 77 * 55 µm   | sehr lose, sehr rau                                              |
| 1417-mgo-1                                                                             | 184 * 105 µm | sehr lose, sehr rau                                              |
| 1417-mgo-2                                                                             | 164 * 180 µm | sehr lose, sehr rau                                              |
| Alle geborgenen Teilchen wurden zur Erstellung von Abb. 8.1, Abb. 8.3 und 8.4 benutzt. |              |                                                                  |
| XXI Kupfer                                                                             |              |                                                                  |
| 1510-cu-1                                                                              | 95 * 68 µm   | kompakt, glatte Flächen                                          |

## ANHANG IV:

## LISTE DER HENY-STEIN-KOEFFIZIENTEN

Die Henyey-Greenstein-Koeffizienten  $g_1$ ,  $g_2$  und  $f$  wurden für die Streufunktionen  $i_{\perp}$  und  $i_{\parallel}$  getrennt berechnet.

|                       | $g_1$       |                 | $g_2$       |                 | $f$         |                 |
|-----------------------|-------------|-----------------|-------------|-----------------|-------------|-----------------|
|                       | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ |
| <b>Quarz</b>          |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                | 0.68        | 0.66            | -0.24       | -0.42           | 0.610       | 0.780           |
| 568 nm                | 0.67        | 0.62            | -0.24       | -0.45           | 0.697       | 0.875           |
| 647 nm                | 0.70        | 0.69            | -0.23       | -0.45           | 0.757       | 0.892           |
| <b>Olivin</b>         |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                | 0.84        | 0.82            | -0.27       | -0.31           | 0.668       | 0.689           |
| 568 nm                | 0.79        | 0.76            | -0.34       | -0.32           | 0.738       | 0.768           |
| 647 nm                | 0.73        | 0.72            | -0.31       | -0.27           | 0.803       | 0.794           |
| <b>Montmorillonit</b> |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                | 0.69        | 0.73            | -0.24       | -0.24           | 0.364       | 0.328           |
| 568 nm                | 0.76        | 0.79            | -0.22       | -0.23           | 0.331       | 0.324           |
| 647 nm                | 0.86        | 0.80            | -0.17       | -0.22           | 0.325       | 0.395           |
| <b>Kaolin</b>         |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                | 0.67        | 0.72            | -0.14       | -0.23           | 0.379       | 0.418           |
| 568 nm                | 0.74        | 0.74            | -0.17       | -0.23           | 0.378       | 0.422           |
| 647 nm                | 0.71        | 0.73            | -0.10       | -0.21           | 0.398       | 0.452           |
| <b>Dolomit</b>        |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                | 0.60        | 0.54            | -0.07       | -0.15           | 0.539       | 0.650           |
| 568 nm                | 0.61        | 0.68            | -0.09       | -0.17           | 0.689       | 0.715           |
| 647 nm                | 0.66        | 0.66            | -0.13       | -0.18           | 0.708       | 0.747           |
| <b>Andesit</b>        |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                | 0.67        | 0.69            | -0.23       | -0.25           | 0.645       | 0.625           |
| 568 nm                | 0.74        | 0.74            | -0.23       | -0.23           | 0.610       | 0.615           |
| 647 nm                | 0.74        | 0.77            | -0.21       | -0.28           | 0.671       | 0.685           |
| <b>Flugasche</b>      |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                | 0.85        | 0.85            | -0.09       | -0.23           | 0.362       | 0.461           |
| 568 nm                | 0.81        | 0.83            | -0.10       | -0.21           | 0.415       | 0.493           |
| 647 nm                | 0.87        | 0.86            | -0.21       | -0.31           | 0.596       | 0.632           |
| <b>Kohlenstoff</b>    |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                | 0.88        | 0.94            | -0.24       | -0.42           | 0.512       | 0.731           |
| 568 nm                | 0.87        | 0.92            | -0.24       | -0.45           | 0.564       | 0.751           |
| 647 nm                | 0.93        | 0.94            | -0.23       | -0.45           | 0.684       | 0.837           |
| <b>Magnetit</b>       |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                | 0.81        | 0.88            | -0.33       | -0.22           | 0.516       | 0.428           |
| 568 nm                | 0.92        | 0.99            | -0.05       | -0.24           | 0.370       | 0.906           |
| 647 nm                | 0.99        | 0.99            | -0.04       | -0.25           | 0.792       | 0.902           |

|                                       | $g_1$       |                 | $g_2$       |                 | $f$         |                 |
|---------------------------------------|-------------|-----------------|-------------|-----------------|-------------|-----------------|
|                                       | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ |
| Kupfer                                |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                                | 0.87        | 0.96            | -0.09       | -0.28           | 0.653       | 0.872           |
| 568 nm                                | 0.80        | 0.88            | -0.10       | -0.38           | 0.520       | 0.692           |
| 647 nm                                | 0.84        | 0.88            | -0.14       | -0.32           | 0.740       | 0.863           |
| Magnesiumoxid                         |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                                | 0.68        | 0.71            | -0.22       | -0.25           | 0.181       | 0.185           |
| 568 nm                                | 0.71        | 0.70            | -0.28       | -0.31           | 0.377       | 0.389           |
| 647 nm                                | 0.69        | 0.72            | -0.28       | -0.30           | 0.359       | 0.346           |
| Obsidian (kompakte Teilchen)          |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                                | 0.71        | 0.68            | -0.02       | -0.02           | 0.564       | 0.652           |
| 568 nm                                | 0.69        | 0.64            | -0.04       | -0.21           | 0.640       | 0.796           |
| 647 nm                                | 0.75        | 0.66            | -0.06       | -0.16           | 0.633       | 0.785           |
| Obsidian (locker aufgebaute Teilchen) |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                                | 0.67        | 0.59            | -0.18       | -0.22           | 0.337       | 0.401           |
| 568 nm                                | 0.66        | 0.59            | -0.15       | -0.17           | 0.336       | 0.412           |
| 647 nm                                | 0.70        | 0.66            | -0.12       | -0.15           | 0.325       | 0.331           |

## Meteoritische Proben

|                                                             | $g_1$       |                 | $g_2$       |                 | $f$         |                 |
|-------------------------------------------------------------|-------------|-----------------|-------------|-----------------|-------------|-----------------|
|                                                             | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ |
| Meteorit Allende (Matrix)                                   |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                                                      | 0.87        | 0.89            | -0.27       | -0.33           | 0.505       | 0.565           |
| 568 nm                                                      | 0.87        | 0.91            | -0.24       | -0.30           | 0.561       | 0.648           |
| 647 nm                                                      | 0.89        | 0.91            | -0.28       | -0.33           | 0.629       | 0.681           |
| Meteorit Allende (heller Einschuß)                          |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                                                      | 0.76        | 0.82            | -0.26       | -0.26           | 0.338       | 0.299           |
| 568 nm                                                      | 0.83        | 0.85            | -0.22       | -0.26           | 0.283       | 0.296           |
| 647 nm                                                      | 0.86        | 0.86            | -0.21       | -0.24           | 0.332       | 0.346           |
| Meteorit Allende (dunkler Einschuß)                         |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                                                      | 0.91        | 0.90            | -0.38       | -0.42           | 0.701       | 0.730           |
| 568 nm                                                      | 0.91        | 0.93            | -0.40       | -0.43           | 0.783       | 0.826           |
| 647 nm                                                      | 0.96        | 0.93            | -0.38       | -0.45           | 0.905       | 0.870           |
| Meteorit Allende (Kohlenstoff aus Matrix)                   |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                                                      | 0.80        | 0.83            | -0.33       | -0.45           | 0.658       | 0.722           |
| 568 nm                                                      | 0.82        | 0.80            | -0.34       | -0.47           | 0.739       | 0.802           |
| 647 nm                                                      | 0.85        | 0.80            | -0.31       | -0.48           | 0.750       | 0.827           |
| Meteorit Allende Gemisch (10% heller Einschuß - 90% Matrix) |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                                                      | 0.86        | 0.88            | -0.27       | -0.31           | 0.470       | 0.511           |
| 568 nm                                                      | 0.87        | 0.91            | -0.23       | -0.29           | 0.514       | 0.601           |
| 647 nm                                                      | 0.89        | 0.91            | -0.27       | -0.32           | 0.592       | 0.644           |
| Meteorit Murchison                                          |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm                                                      | 0.85        | 0.93            | -0.28       | -0.42           | 0.568       | 0.720           |
| 568 nm                                                      | 0.87        | 0.89            | -0.32       | -0.47           | 0.638       | 0.752           |
| 647 nm                                                      | 0.87        | 0.89            | -0.32       | -0.46           | 0.651       | 0.742           |

## Modellgemische

|                      | $g_1$       |                 | $g_2$       |                 | $f$         |                 |
|----------------------|-------------|-----------------|-------------|-----------------|-------------|-----------------|
|                      | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ | $i_{\perp}$ | $i_{\parallel}$ |
| <b>Zodiakallight</b> |             |                 |             |                 |             |                 |
| Modell (0.3 AU)      |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm               | 0.62        | 0.63            | -0.20       | -0.24           | 0.537       | 0.529           |
| 568 nm               | 0.66        | 0.70            | -0.21       | -0.26           | 0.556       | 0.587           |
| 647 nm               | 0.69        | 0.73            | -0.23       | -0.28           | 0.556       | 0.606           |
| Modell (1.0 AU)      |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm               | 0.63        | 0.68            | -0.25       | -0.33           | 0.475       | 0.464           |
| 568 nm               | 0.67        | 0.73            | -0.25       | -0.34           | 0.460       | 0.503           |
| 647 nm               | 0.70        | 0.76            | -0.28       | -0.36           | 0.433       | 0.510           |
| <b>Halley</b>        |             |                 |             |                 |             |                 |
| 476 nm               | 0.70        | 0.74            | -0.28       | -0.36           | 0.525       | 0.523           |
| 568 nm               | 0.73        | 0.78            | -0.29       | -0.37           | 0.566       | 0.593           |
| 647 nm               | 0.74        | 0.80            | -0.27       | -0.39           | 0.566       | 0.608           |

**ANHANG V:            AUSWAHL DES EICHVERFAHRENS**

Zum Zwecke der Absoluteichung der Meßwerte wurden diese, wie auf Seite 48ff beschrieben, an eine nach G. Mie berechnete Streufunktion einer idealen, gleich großen Kugel mit entsprechendem Brechungsindex angepaßt. Hierbei sind die beiden Funktionen hinsichtlich ihrer relativen Verläufe fest vorgegeben.

Als Verfahren wurde die Methode der kleinsten absoluten Abweichung der logarithmierten Werte benutzt. Dieses Verfahren stellte sich als das für diesen Fall am bestem geeignete heraus (Grabowski et al., 1974; Seite 344ff).

Zur Kontrolle wurde für einige Fälle auch das Verfahren der Gauss'schen Quadratabweichung benutzt. Es zeigten sich lediglich Abweichungen der errechnete Eichwerte, die kleiner als 0.1% waren.

## DANKSAGUNG:

Ich danke all denen, die mich bei der Fertigstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

In erster Linie gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. R.H. Giese, der die Mittel, Geräte und Räumlichkeiten zu dieser Arbeit bereitstellte und sie stets mit hilfreichen Diskussionsbeiträgen begleitete.

Desweiteren danke ich vor allem Herrn Dr. R.H. Zerull, der ein ständiger Ansprechpartner zur Diskussion von auftretenden Problemen war.

Zu besonderem Dank verpflichtet bin ich auch Frau Dr. K. Weiß-Wrana, auf deren Vorarbeit wichtige Voraussetzungen für diese Dissertation beruhen.

Darüber hinaus danke ich Herrn Dr. A. Bischoff vom Institut für Planetologie der Universität Münster und Herrn Dr. U. Ott von Max Planck Institut für Mineralogie in Mainz für die Bereitstellung von meteoritischen Gesteinsproben und Herrn Prof. Dr. H. Trochim vom Institut für Mineralogie der Ruhr-Universität für seine Hilfe bei der Auswahl irdischer Gesteine.

Für Unterstützung bei der Fertigstellung von feinmechanischen und elektronischen Geräten danke ich den Werkstätten des Instituts für Experimentalphysik der Ruhr-Universität, und hier besonders Herrn Dipl- Phys. K.-H. Rohe.

Diese Arbeit wurde aus Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.



## Lebenslauf

Name: Rainer Killinger

Geburtsdatum: 13.12.1954

Vater: Gotthard Killinger

Mutter: Ehefrau Julie, geborene Lückel

Schulischer Werdegang:

Grundschule: 13.04.1961 - Augustinusschule in Gelsenkirchen  
April 1965 und Petruschule in Recklinghausen

Gymnasium: April 1965 - Gymnasium Petrinum in  
15.05.1973 Recklinghausen (Abschluß: Abitur)

Studium: WS 1974/75 - Studium der Physik an der  
29.06.1983 Ruhr Universität Bochum  
Abschluß: Diplom

Beruflicher Werdegang:

01.07.1983 - wissenschaftliche Hilfskraft am  
30.06.1984 Bereich Extraterrestrische Physik  
an der Ruhr Universität Bochum

01.07.1984 - wissenschaftlicher Angestellter  
30.06.1985 im Rahmen des HOPE-Experiments auf  
der GIOTTO-Sonde

01.07.1985 - wissenschaftlicher Angestellter  
30.06.1987 im Rahmen eines vom BMFT  
geförderten Forschungsvorhabens aus  
dem Bereich Umweltchemie

seit 01.07.1987 technisch wissenschaftlicher  
Angestellter bei der Deutschen  
Forschungs- und Versuchsanstalt für  
Luft- und Raumfahrt (DFVLR e.V.)

Sonstiges:

01.07.1973 - Grundwehrdienst bei der Bundeswehr  
30.09.1974 in Goslar und Bremervörde

Recklinghausen, der 27.10.1987













